



Écoulements secondaires dans les rivières: influence sur le transport de quantité de mouvement et de soluté.

Hugo Chauvet

► To cite this version:

Hugo Chauvet. Écoulements secondaires dans les rivières: influence sur le transport de quantité de mouvement et de soluté.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2014. Français. NNT: . tel-01025161

HAL Id: tel-01025161

<https://theses.hal.science/tel-01025161>

Submitted on 17 Jul 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de Doctorat de l'Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité

École doctorale des sciences de la Terre – spécialité : Géophysique.

Présentée par

Hugo CHAUVET

pour obtenir le grade de docteur de l'Université Paris Diderot.

Écoulements secondaires dans les rivières : influence sur le transport de quantité de mouvement et de soluté

Soutenue le 11 juillet 2014 devant un jury composé de :

M. Koen BLANCKAERT
M. Jérôme GAILLARDET
M. Jean-Michel HERVOUET
M. Frédéric MOISY
M. Maurice ROSSI
M. François MÉTIVIER
M. Olivier DEVAUCHELLE

Rapporteur
Président du jury
Examineur
Examineur
Rapporteur
Directeur de thèse
Co-encadrant de thèse

Remerciements

Je tiens, en premier lieu, à exprimer ma profonde reconnaissance à François et Olivier qui m'ont tant apporté pendant ces années de thèse. Non seulement par leurs conseils et leur approche de la science qu'ils ont su me communiquer au quotidien, mais également par la très appréciable bonne humeur qui les caractérise. Je pense que ma façon de travailler est maintenant grandement influencée par leur approche et j'en suis ravi.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Maurice Rossi et Koen Blanckaert qui ont rapporté le manuscrit de cette thèse ainsi qu'envers l'ensemble des membres du jury.

Ce travail doit aussi beaucoup aux avis éclairés d'Éric qui a suivi mes travaux depuis le début, ainsi qu'à Clément dont les irruptions impromptues dans le bureau sont toujours accompagnées de remarques constructives. Une grande partie de ce travail n'aurait également pas pu être réalisée sans les compétences d'Angéla, d'Hélène, d'Yves, d'Antonio et de Ramon qui m'ont non seulement aidé pour le montage des divers instruments, mais également appris beaucoup.

J'ai aussi eu l'occasion d'avoir d'enrichissantes discussions avec Pierre-Yves Lagrée, Chris Paola et Patrick Meunier et je les en remercie.

Je remercie aussi l'ensemble des membres du laboratoire de dynamique des fluides géologiques qui a le don pour créer une ambiance de travail idéale et ce notamment grâce à l'ensemble des thésards que j'ai eu la chance de rencontrer : Adrien, Alberto, Deguo, Fanny, Gaurav, Grégoire, Maylis, Morgane, Samuel et Kenny. Je tiens particulièrement à remercier Laure, avec qui j'ai partagé mon bureau depuis mon stage de troisième année de licence, ce qui m'a permis de profiter de sa bonne humeur et de sa gentillesse irremplaçables.

Je garde des souvenirs inoubliables des diverses missions de terrain que j'ai eu la chance d'effectuer en Chine et en Inde avec le groupe de géomorphologie, mais aussi au Canada sur l'imposant fleuve Mackensie grâce à Mathieu et Jérôme.

Je pense aussi à tous les amis, pour la plupart des anciens de ma promo STEP, avec lesquels il est toujours bon de passer du temps.

Enfin, un grand merci à ma famille pour son soutien sans faille depuis le début ainsi que pour leur relecture du présent manuscrit. Ce dernier a subi les assauts orthographiques répétés de Catherine que je tiens à saluer. Et puis, une pensée toute particulière pour Lola pour son soutien inconditionnel, et puis pour Tout.

Table des matières

Introduction	9
1 L'écoulement principal en rivière	15
1.1 À quelle vitesse s'écoule un cours d'eau ?	15
1.1.1 Équilibre des forces	15
1.1.2 Relation entre contrainte et vitesse moyenne	16
1.1.3 Un écoulement turbulent	17
1.1.4 Mesure de la vitesse	19
1.1.4.1 Méthodes ponctuelles	19
1.1.4.2 Profileurs	21
1.2 Étude d'une section de rivière	24
1.2.1 Site de mesure	24
1.2.2 ADCP en rivière	26
1.2.2.1 Embarcation	26
1.2.2.2 Mesures de la position du radeau	28
1.2.2.3 Vitesse moyenne	29
1.2.3 Profil transverse moyen	31
1.2.4 Coefficient de frottement	32
1.3 Modélisation de l'écoulement	35
1.3.1 Équations de Navier-Stokes	35
1.3.2 Équations du champ de vitesse moyen	36
1.3.3 Modèle de viscosité turbulente	37
1.3.3.1 Profil vertical proche de la paroi	38
1.3.3.2 Profil vertical en rivière	40
1.3.4 Profil transverse	44
1.3.4.1 Équations de Saint-Venant	44
1.3.4.2 Cas d'un modèle de viscosité turbulente parabolique	45
1.3.5 Modèles avec équations de transport	49
1.3.5.1 Modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$	49

1.3.5.2	Modèle RSM	50
2	Écoulements secondaires	55
2.1	Recirculations perpendiculaires à l'écoulement principal	55
2.1.1	Dans les méandres	55
2.1.2	Dans les sections rectilignes	57
2.1.2.1	Proche des bords	57
2.1.2.2	Tout au long de la section	58
2.2	Pouvons nous mesurer ces écoulements dans les rivières ?	59
2.2.1	Cas d'un grand rapport d'aspect : la Seine	59
2.2.1.1	Aux limites d'un ADCP	59
2.2.1.2	Vitesse verticale moyenne	63
2.2.2	Cas d'un rapport d'aspect plus petit : l'École	66
2.2.2.1	Nouveau dispositif instrumental	66
2.2.2.2	Sites de mesure	68
2.2.2.3	Vitesse verticale moyenne	69
2.2.2.4	Vitesse transverse moyenne	74
2.2.2.5	Vitesse principale moyenne	74
2.2.3	Échelles caractéristiques	77
3	Propriétés de transport de cellules de recirculation	81
3.1	À l'échelle de la rivière	81
3.1.1	Diffusion de la quantité de mouvement par des cellules de recirculation	82
3.1.1.1	Vitesse de rotation proportionnelle à la vitesse moyenne	83
3.1.1.2	Vitesse de rotation constante	84
3.1.1.3	Application à la Seine	85
3.1.1.4	Frottement aux berges	87
3.1.2	Mélange d'un traceur passif	91
3.1.2.1	Équation de transport	92
3.1.2.2	Diffusion verticale moyenne	93
3.1.2.3	Diffusion transverse moyenne	93
3.2	Transport d'un scalaire passif par un écoulement laminaire stationnaire	96
3.2.1	Définition du système simplifié	96
3.2.2	Résolution numérique	97
3.2.2.1	Champ de vitesse entre deux parois rigides	98
3.2.2.2	Champ de vitesse par résolution de l'équation de Stokes	100
3.2.3	Relation entre diffusion microscopique et macroscopique	103

3.2.3.1	Équilibre des flux	104
3.2.3.2	Équilibre des temps d'échanges	105
4	Mécanismes de formation dans les rivières	107
4.1	Anisotropie de la turbulence	107
4.2	Instabilité de Rayleigh-Bénard	109
4.3	Interaction entre les sédiments et l'écoulement	112
4.4	Cellules de Langmuir	113
4.5	Écoulements granulaires rapides	114
5	Conclusions et perspectives	117
6	Annexes	125
A	Articles publiés	125
B	Résolution numérique de l'équation de diffusion par méthode des volumes finis	153
B.1	Définition du système	153
B.2	Détail des matrices et vecteurs	154
B.3	Cas test sur une section triangulaire	155
C	Système de mesure de vitesse par ADCP	157
C.1	Schéma de communication	157
C.1.1	Configuration des ports RS232 via le réseau	157
C.1.2	Synchronisation entre le théodolite et l'ADCP	158
C.2	Stockage des données	158
C.2.1	Script de création de la base de données	159
C.2.2	Import des données	160
C.3	Exemples d'utilisation depuis Python	162
C.3.1	Obtenir des données enregistrées dans la base de données.	162
C.3.2	Export des données	163
C.3.3	Couplage des données avec celles du théodolite	163
D	Lecture des fichiers d'un théodolite Trimble	164
E	Système de mesure de vitesse avec l'UBLAB	164
E.1	Structure de la base de données	165
E.2	Contrôle de l'UBLAB depuis Python	165
E.2.1	Visualiser les données en direct	166
E.2.2	Enregistrer des données pendant une certaine durée	166
E.2.3	Travailler avec les données d'une section	167
F	Bibliothèques Python	168
F.1	ADCP	168
F.1.1	libImportADCP	168

	F.1.2	Importer	168
	F.1.3	libADCP	168
F.2		Théodolite	169
	F.2.1	read_trimble	169
F.3		UBLAB	169
	F.3.1	libUbertone	169
	F.3.2	UbertoneMysql	169
	F.3.3	recorder	169
Notations			171
Bibliographie			173

Introduction

La surface de la Terre se renouvelle sans cesse. Induit par les mouvements de convection internes, le déplacement des plaques tectoniques forme des reliefs, soumis alors à l'érosion. L'altération chimique des minéraux qui constituent les roches, associée à des processus physiques de dégradation telles que l'abrasion par les glaciers ou la fracturation par le gel, forme progressivement une couche de matériaux mobilisables appelée sol. Ces matériaux sont ensuite entraînés par la gravité vers les cours d'eau, par exemple sous forme de glissements de terrain. Le réseau hydrographique collecte la majeure partie de ces matériaux érodés et les emporte vers les dépressions topographiques où ils sédimentent (Schumm, 1977 ; Goudie, 1995).

En plus de l'eau qui la constitue, une rivière transporte donc les éléments issus de la dégradation des roches. Une partie de ces éléments est dissoute dans l'écoulement, tandis que les matériaux moins solubles sont transportés sous forme de particules solides (Gaillardet et collab., 1999 ; Liu et collab., 2011). Ces dernières se répartissent dans la colonne d'eau en fonction de leur taille et de leur densité. Les plus fines sont maintenues en suspension par la turbulence de l'écoulement et occupent toute la colonne d'eau (Rouse, 1974 ; Lupker et collab., 2011). Au contraire, les particules grossières sont concentrées dans les couches inférieures de l'écoulement où elles forment le lit des rivières alluviales. C'est, dans ce cas, la contrainte exercée par l'écoulement sur son lit qui déplace les sédiments : on parle alors de transport par charriage (Meyer-Peter et Müller, 1948 ; Bagnold, 1977).

Pour évaluer la contribution des rivières au cycle géologique, nous devons estimer le flux de matière qu'elles exportent hors des bassins versants (Milliman et Meade, 1983 ; Métivier et Gaudemer, 1999). Le flux de solutés, de même que le flux de matière en suspension, est généralement calculé en multipliant la concentration de la rivière par son débit d'eau (Lloret et collab., 2013). Naturellement, cette concentration fluctue au cours du temps, étant soumise aux conditions météorologiques. Cette variabilité est souvent prise en compte par l'intermédiaire de relations liant la concentration au débit d'eau (Johnson et collab., 1969 ; Calmels et collab., 2011). Ces relations, établies empiriquement pour chaque bassin versant, permettent d'évaluer le flux de matière intégré sur de longues périodes à partir de

la seule mesure du débit d'eau. De même, le débit de sédiments charriés est calculé à partir du débit d'eau à l'aide de relations empiriques (Andrews, 1980 ; Emmett et Wolman, 2001). Cette méthode, qui a l'avantage de la simplicité, ne permet que des estimations très grossières en raison de la grande dispersion des données autour des courbes de calibration (Liu et collab., 2008).

Les méthodes d'estimation des flux ci-dessus négligent l'hétérogénéité du transport dans la section de la rivière. En effet, les relations empiriques utilisées ne font intervenir que des grandeurs intégrées sur toute sa section : débit d'eau, concentration moyenne, ou encore charriage total. De plus en plus d'études soulignent cependant l'hétérogénéité du transport dans les rivières (Vanoni, 1940 ; Bouchez et collab., 2011 ; Lupker et collab., 2011).

Le développement d'instruments utilisant l'effet Doppler acoustique permet désormais de mesurer l'hétérogénéité de l'écoulement dans les rivières. En effet, les particules en suspension dans l'eau réfléchissent l'onde acoustique émise par l'appareil, à une fréquence qui dépend de la vitesse de la particule. Ainsi, l'intensité du signal réfléchi nous renseigne sur la concentration de particules en suspension, et sa fréquence permet de mesurer la vitesse de l'écoulement. Cette mesure non perturbative peut être répétée rapidement en différents points de l'écoulement, ce qui permet d'acquérir des profils de vitesse et de concentration pratiquement instantanés (Gordon, 1996 ; Chauvet et collab., 2011).

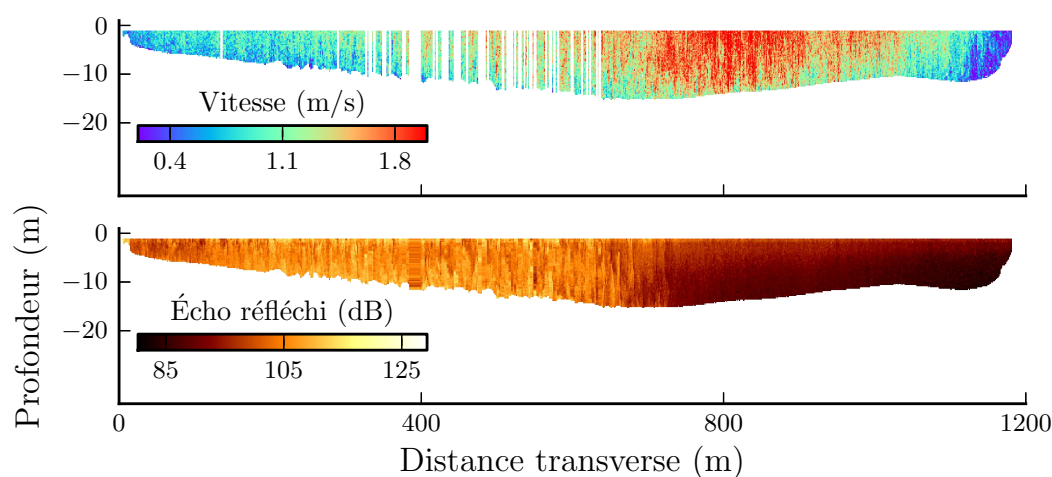


FIGURE 1 – Mesures dans une section du fleuve Mackenzie (Canada) en 2011 à l'aide d'un profileur acoustique Doppler (ADCP). En haut : vitesse principale ; en bas : intensité de l'écho réfléchi. Cette intensité est une fonction croissante de la concentration de particules en suspension.

Pour illustration, nous avons mesuré à l'aide d'un profileur acoustique Doppler (ADCP) l'écoulement et la concentration en particules de la rivière Mackenzie (figure 1). Ces mesures mettent en évidence la répartition hétérogène des particules en suspension, et de la vitesse longitudinale. Dans ce cas, le flux de particule en suspension est l'intégrale sur toute la section du produit de la concentration par la vitesse de l'écoulement. Il ne peut pas être calculé à partir de la concentration moyenne et du débit d'eau seulement. En particulier, la Mackenzie s'écoule plus rapidement là où sa concentration en particules est moindre. Le simple produit de la concentration moyenne par le débit d'eau conduirait donc à une surestimation du flux de particules.

L'hétérogénéité de la concentration indique que, en dépit du caractère turbulent de son écoulement, la Mackenzie ne mélange pas instantanément l'eau de ses différents affluents. Autrement dit, la distribution de la concentration dépend des flux transverses de particules. La dispersion de Taylor (1953) illustre ce phénomène dans une configuration très simple (figure 2). Dans cette expérience classique, un écoulement visqueux dans un tuyau transporte un soluté. Le profil de l'écoulement est parabolique (écoulement de Poiseuille), ce qui induit une inhomogénéité transverse de la concentration en soluté. Le gradient de concentration génère à son tour des flux transverses de soluté, par diffusion moléculaire. Le débit total en soluté résulte de l'action conjointe de la diffusion et de la convection. En d'autres termes, dans cette expérience, le transport longitudinal dépend des flux transverses ; il en va de même dans les rivières.

La nature turbulente de l'écoulement dans les rivières complique cependant l'estimation des flux transverses de soluté et de particules en suspension (Taylor, 1954 ; Fischer, 1967). D'autre part, le profil de l'écoulement longitudinal dépend lui-même des flux transverses de quantité de mouvement. De nombreux modèles ont été développés pour décrire cet échange, sans qu'aucun consensus n'émerge (Lundgren et Jonsson, 1964 ; Nezu et Nakagawa, 1993 ; Guo et Julien, 2005). À ce jour, nous ne pouvons donc pas calculer le débit de soluté et de particules en suspension d'une rivière, sans recourir à des mesures directes.

Le flux de quantité de mouvement entre l'écoulement et le lit d'une rivière est précisément la contrainte qui entraîne les sédiments charriés. La relation entre le débit de sédiments charriés et le débit d'eau dépend donc, elle aussi, de ce flux transverse. Enfin, le charriage des sédiments qui constituent le lit contrôle la morphologie de la rivière. En ce sens, les rivières alluviales constituent un système couplé, où l'écoulement détermine sa propre frontière (Henderson, 1963 ; Parker, 1978 ; Seizilles, 2013). Le flux transverse de quantité de mouvement joue ainsi un rôle déterminant en géomorphologie fluviale.

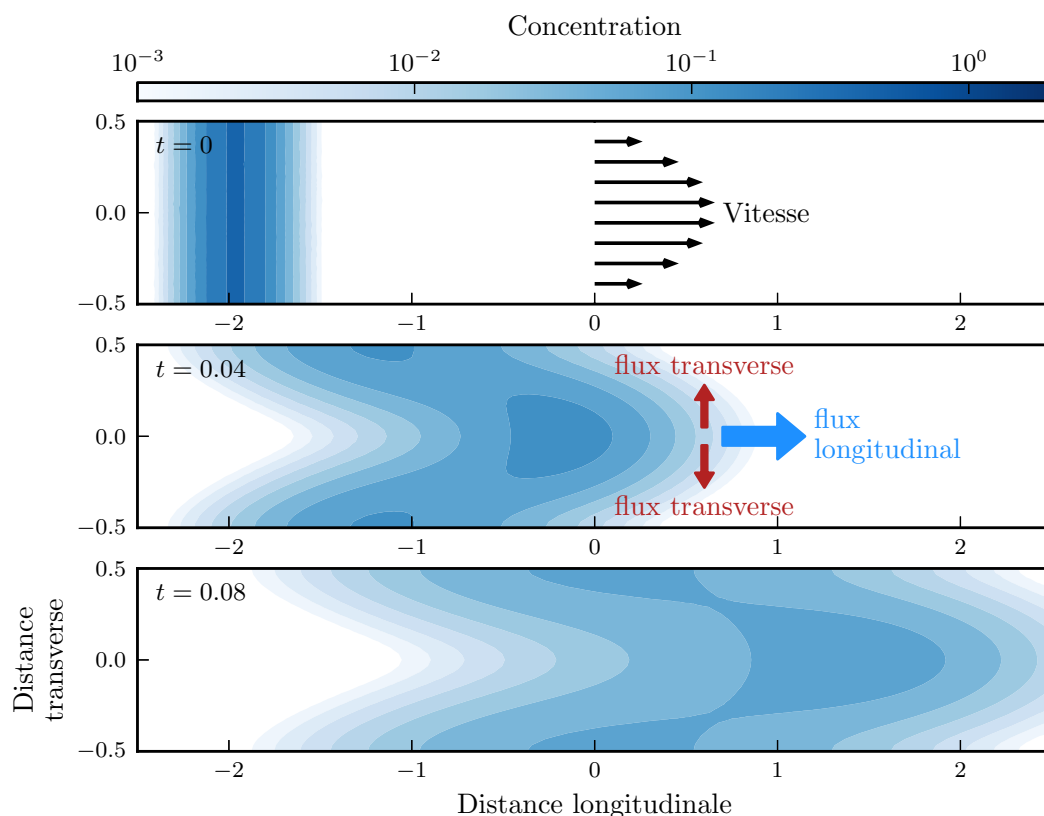


FIGURE 2 – Dispersion d’un soluté par un écoulement de Poiseuille parabolique calculée à l’aide de FreeFem++, pour un nombre de Péclet de 50 (voir chapitre 3.2.2), afin d’illustrer la dispersion de Taylor (1954).

Il ne fait aucun doute que la turbulence assure une part importante des flux transverses dans les rivières. Le transport turbulent d’un traceur passif, tel qu’un soluté à faible concentration, résulte des fluctuations de vitesse de l’écoulement (Shraiman et Siggia, 2000). Lorsque l’écoulement moyen est stationnaire, les flux moyens peuvent être modélisés par une diffusion macroscopique dont le coefficient n’est ni isotrope ni homogène (Batchelor, 1949 ; Elder, 1959).

En revanche, la quantité de mouvement longitudinale n’est pas un traceur passif puisqu’elle est elle-même à l’origine de la turbulence. Modéliser les flux de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent revient à proposer une rhéologie pour l’écoulement moyen. Il s’agit d’un problème fondamental de la mécanique des fluides qui n’a pas de solution définitive à ce jour. La littérature propose un large éventail de modèles, depuis la théorie de la couche limite de Prandtl

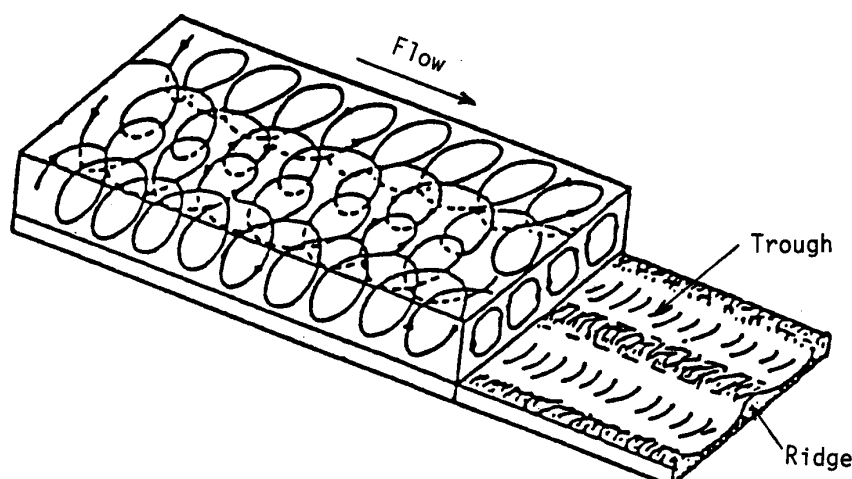


FIGURE 3 – Cellules de recirculation décrites par Nezu et Nakagawa (1993).

jusqu'aux différents modèles de tenseur de Reynolds (Prandtl, 1952 ; Pope, 2000). La simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes dans une rivière n'est pas encore envisageable (le nombre de Reynolds de la Seine est de l'ordre de 10^6). La simulation numérique des grandes échelles de l'écoulement (LES) est devenue récemment un outil d'investigation de l'écoulement en rivière, mais doit encore être appuyée par des mesures expérimentales (Van Balen et collab., 2010 ; Nabi et collab., 2012).

Les mécanismes de transfert turbulent ne font intervenir, par définition, que les fluctuations de l'écoulement. Tant que l'écoulement moyen est confiné à la direction longitudinale, il n'intervient pas dans les flux transverses. Cependant, la turbulence peut générer des écoulements secondaires moyens dans le plan orthogonal à l'écoulement principal. Quoiqu'observées très tôt dans des écoulements rectilignes, ces cellules de recirculation demeurent mal comprises (Prandtl, 1952). Elles ont été mesurées dans des tuyaux rectilignes, et reproduites par simulation numérique directe (Znaien et collab., 2009). Des cellules de recirculation périodiques ont également été observées dans des canaux rectilignes à surface libre en laboratoire (Blanckaert et collab., 2010 ; Albayrak et Lemmin, 2011).

À notre connaissance, ce type d'écoulement secondaire n'a jamais été directement observé en rivière, bien que leur présence soit suggérée par divers indices sédimentaires (figure 3) (Vanoni, 1940 ; Karcz, 1966 ; Nezu et Nakagawa, 1993). A fortiori, les flux transverses qu'il pourrait induire n'ont jamais été évalués.

Dans cette étude, nous montrerons que des cellules de recirculation périodiques existent dans les rivières pratiquement rectilignes, et ce dans toute la largeur de l'écoulement. À partir de ces observations, nous évaluerons leur influence sur l'écoulement moyen et sur les flux transverses de quantité de mouvement et de solutés.

Dans un premier chapitre, nous décrirons le champ de vitesse principal dans une section de rivière en comparant des mesures acoustiques réalisées sur la Seine à divers modèles d'écoulements turbulents. Puis, dans un second chapitre, nous mettrons en évidence l'existence de cellules de recirculation à partir de ces mesures, et par une nouvelle série de mesure réalisée dans une rivière plus petite : L'École. Ces observations nous permettront d'étudier au cours d'un troisième chapitre l'influence de ces cellules de recirculation sur les flux transverses de quantité de mouvement et de solutés. Enfin, dans un quatrième chapitre, les mécanismes susceptibles de former ces cellules dans des écoulements cisailés seront passés en revue et confrontés à nos observations lorsqu'elles le permettent.

Chapitre 1

L'écoulement principal en rivière

1.1 À quelle vitesse s'écoule un cours d'eau ?

Les écoulements dans les rivières sont depuis longtemps source de contemplation et de questionnement. Non seulement ils transportent de l'eau, mais nous servent également de moyen de transport et de source d'énergie. Connaître la vitesse d'un cours d'eau a donc très tôt intéressé les ingénieurs. Chezy (1775)¹, alors en charge du projet de construction du canal de l'Yvette pour en amener les eaux à Paris², établit la première loi rapprochant la pente du chenal, notée S , à sa vitesse moyenne, notée U_x , en s'appuyant sur une description moyenne de l'équilibre des forces et sur des mesures de la vitesse moyenne de l'écoulement.

1.1.1 Équilibre des forces

Sur le profil en long d'une rivière, nous définissons un repère cartésien dont l'axe principal, x , est aligné le long du lit de la rivière et l'axe vertical, z , lui est perpendiculaire (figure 1.1). Ici, le seul moteur de l'écoulement est le poids du volume d'eau, plus précisément sa projection sur l'axe principal, notée P_x . À cette composante du poids ne s'oppose que le frottement exercé par cet écoulement sur le fond de la rivière, noté τ_f . Tandis que le poids est défini pour un volume d'eau donné, noté \mathcal{V} , la force de frottement ne s'applique, elle, que sur la surface du lit exposée à ce volume, notée \mathcal{A} . Si l'on se place à l'équilibre, nous pouvons écrire la conservation de la quantité de mouvement selon la direction principale, x , comme :

1. Une description détaillée, ainsi que les écrits originaux se trouvent dans le mémoire « Antoine Chezy Histoire d'une formule d'hydraulique » par G. Mouret (Mouret, 1897-1964).

2. Ce projet un temps arrêté par la Révolution française de 1789 fut abandonné et remplacé par la construction du canal de l'Ourcq, ordonnée par Bonaparte en 1802.

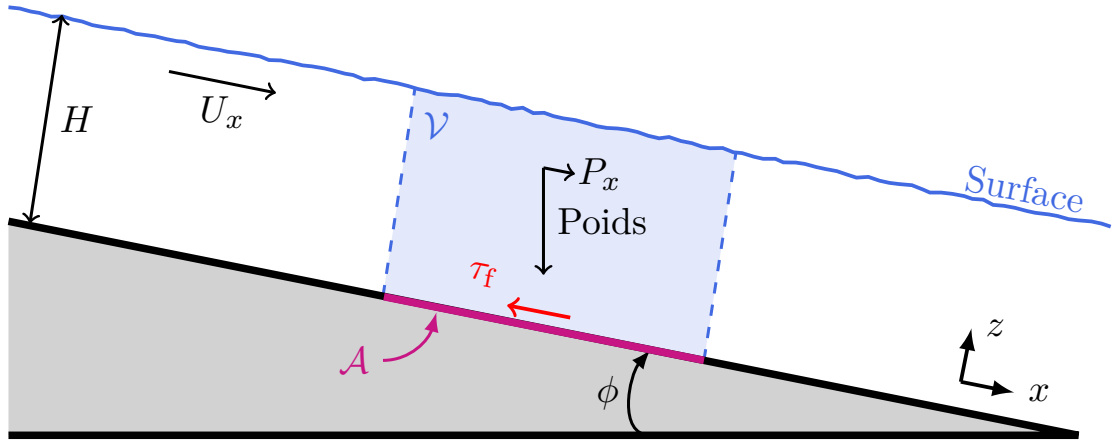


FIGURE 1.1 – Schéma en coupe d'un écoulement sur un plan incliné de pente $S = \tan(\phi)$. L'écoulement est décrit par une vitesse moyenne U_x , qui se fait le long de la direction principale, x . Cette vitesse moyenne est contrôlée par l'action opposée du Poids et du frottement sur le lit, τ_f .

$$P_x \mathcal{V} - \tau_f \mathcal{A} = 0 \quad (1.1)$$

Dans le cas d'une rivière de grand rapport d'aspect (dont la largeur L est très supérieure à la hauteur H , $L/H \gg 1$), le rapport du volume d'eau, \mathcal{V} , sur la surface du lit, \mathcal{A} , s'approxime par la profondeur de l'écoulement, H . On peut donc exprimer la contrainte exercée par le poids de l'écoulement de la façon suivante :

$$\tau_f = \rho g H \sin(\phi) \simeq \rho g H S, \quad (1.2)$$

où les quantités ρ , g et S expriment respectivement la masse volumique de l'eau, l'accélération normale de la pesanteur et la pente du lit de la rivière. Cette dernière est définie, du fait des faibles pentes des rivières $\phi \leq 10^{-2}$, de la manière suivante $S = \tan(\phi)$. Quand le lit de la rivière est constitué de sédiments, cette contrainte permet leur mise en mouvement.

1.1.2 Relation entre contrainte et vitesse moyenne

Chezy a montré que la vitesse de l'écoulement au carré était proportionnelle à la contrainte, et a proposé l'expression empirique suivante :

$$U_x \equiv C \sqrt{H S}. \quad (1.3)$$

La constante de proportionnalité C , qui porte aujourd'hui son nom, a la dimension d'une racine carrée d'une longueur sur un temps. On rencontre plus souvent la version « moderne » de cette expression dans laquelle le coefficient, C , est remplacé par son équivalent sans dimensions appelé coefficient de frottement C_f :

$$\tau_f \equiv \rho C_f U_x^2 \quad (1.4)$$

En utilisant l'expression (1.4) de la contrainte dans le bilan des forces décrit par l'équation (1.2), nous obtenons l'expression de la vitesse suivante :

$$U_x = \sqrt{\frac{gSH}{C_f}} \quad (1.5)$$

Ce coefficient de frottement, C_f , dépend notamment du type de substrat, mais aussi de la géométrie de la section. De nombreuses formules empiriques ont été développées, telles celles de Bazin ou Manning, afin d'estimer ce coefficient en fonction du rapport entre la largeur de la rivière et sa hauteur d'eau, appelé rapport d'aspect. Ces estimations dépendent également du type de substrat composant le lit de la rivière (Chow, 1959). Cependant, l'imprécision de ces formules conduit souvent à déduire ce coefficient de frottement des mesures de vitesse.

1.1.3 Un écoulement turbulent

Par définition, la vitesse moyenne ne permet pas de rendre compte de l'hétérogénéité du champ de vitesse dans une rivière. Les célèbres illustrations réalisées par Léonard de Vinci (figure 1.2) servent souvent à représenter des mouvements dont les trajectoires, bien qu'aléatoires, semblent s'organiser en tourbillons clairement définis.

Ces importantes fluctuations sont l'une des caractéristiques des écoulements turbulents. Ceux-ci sont différenciés des écoulements dits laminaires, dans lesquels les trajectoires restent stationnaires, à l'aide d'un nombre sans dimension : le nombre de Reynolds, $Re = \mathcal{U}\mathcal{L}/\nu$. Il définit le rapport entre les forces d'inertie — décrites par une échelle caractéristique de vitesse \mathcal{U} et de longueur \mathcal{L} — et les forces visqueuses caractérisées par la viscosité cinématique du fluide ν . Pour l'eau, la valeur de la viscosité cinématique est de $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. La vitesse caractéristique de l'écoulement d'une rivière est de l'ordre du mètre par seconde et la hauteur d'eau de l'ordre du mètre. L'ordre de grandeur du nombre de Reynolds est alors d'environ 10^6 . À titre d'exemple, pour des écoulements dans un tuyau, la transition entre le régime turbulent et laminaire s'opère pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^3 (Pope, 2011). Les écoulements en rivière sont donc turbulents (voir § 1.3).



FIGURE 1.2 – Extrait du dessin de Leonard de Vinci, « Traité de l'eau », 1473 (Source : Royal Collection Trust 2014).

Une façon d'étudier les écoulements turbulents est d'en faire une description statistique. L'évolution de la vitesse, notée u , dans le temps (figure 1.3) peut être décomposée en la somme d'une vitesse moyenne³, $\langle u \rangle$, représentée par la droite en tirets noirs sur la figure 1.3, et de fluctuations autour de cette valeur moyenne, u' . Cette décomposition fut proposée par Reynolds (1903), et peut être écrite sous la forme :

$$u = \langle u \rangle + u'. \quad (1.6)$$

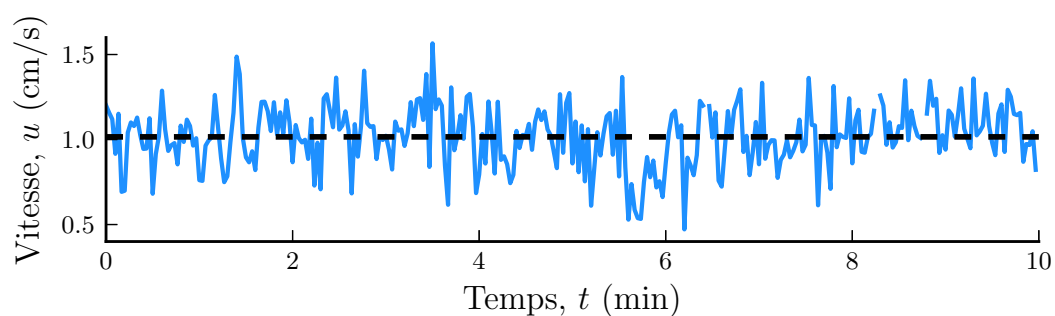


FIGURE 1.3 – Oscillations d'un enregistrement de vitesse effectué sur la Seine. — Évolution temporelle de la vitesse de l'écoulement, u . — — Partie moyenne de cet enregistrement, $\langle u \rangle$.

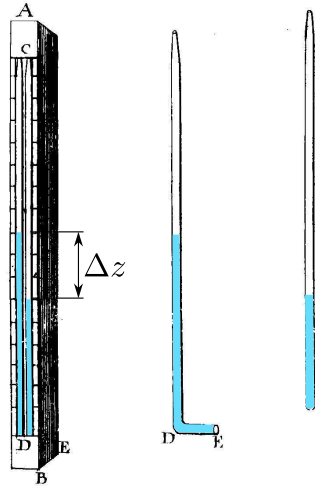
3. Formellement, cette moyenne est une moyenne d'ensemble. Toutefois, elle est généralement approximée par la moyenne temporelle.

Dans l'écoulement, la vitesse moyenne, $\langle u \rangle$, peut être mesurée. En revanche, sa distribution dépend des fluctuations de vitesse, u' , car les flux de quantité de mouvement sont en partie contrôlés par ces fluctuations. Si nous souhaitons prédire la répartition de la vitesse moyenne, nous devons alors être capable d'estimer l'évolution des fluctuations de la vitesse à la fois en temps et en espace. Dans les rivières, le nombre de Reynolds est trop élevé pour permettre la simulation de l'écoulement, et nous devons donc mesurer le champ de vitesse afin d'étudier sa distribution ainsi que les mécanismes assurant les flux de quantité de mouvement au travers de la section.

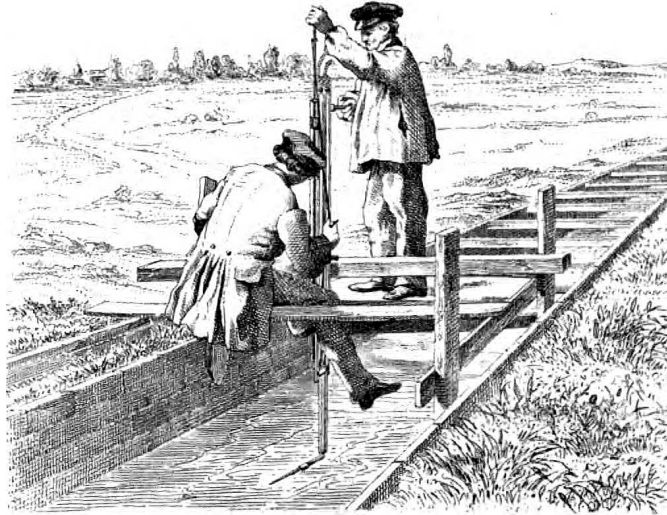
1.1.4 Mesure de la vitesse

1.1.4.1 Méthodes ponctuelles

Les premières mesures de vitesse ont été réalisées à la surface des écoulements grâce à l'utilisation de flotteurs (Sanders, 1998). En connaissant le temps et la distance de leurs parcours, il est aisé de remonter à la vitesse du fluide les ayant transportés. Ce principe est toujours utilisé par les techniques modernes d'imagerie de particules (*PIV*), qui calculent le mouvement d'un ensemble de particules passives (Adrian, 1991).



(a) Schéma original modifié du tube de Pitot (1732). $U = \sqrt{2g\Delta z}$.



(b) Deux opérateurs manipulant un tube de Pitot, afin de mesurer la vitesse de l'eau dans un chenal (Darcy et Bazin, 1865).

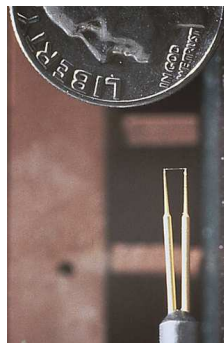
FIGURE 1.4 – Illustrations de l'utilisation du tube de Pitot.

Au XVIII^e siècle, Pitot met au point le tube qui porte aujourd'hui son nom. Son fonctionnement utilise le théorème de Bernoulli entre deux tubes, l'un orienté dans le sens du courant et l'autre perpendiculaire à celui-ci (figure 1.4). De nos jours, cet instrument n'est plus employé dans les rivières, mais demeure utilisé en aéronautique.

Celui-ci illustre cependant l'un des premiers instruments de mesure ponctuelle. Aujourd'hui, cette famille s'est enrichie de nombreux autres instruments. Tels les moulinets à hélice dont le nombre de tour est calibré afin d'être converti en une vitesse moyenne du fluide l'ayant fait tourner. Les fils chauds, qui sont composés d'un filament chauffé par un courant électrique. Le fluide passant autour du filament fait varier sa température, modifiant ainsi sa résistance. La variation de résistance est ensuite liée aux variations de la vitesse du fluide à l'aide d'une calibration. Ou encore les vélocimètres à effet Doppler qui utilisent le déphasage d'une onde sonore ou lumineuse induit par le mouvement des particules en suspension dans l'écoulement pour en déduire sa vitesse (figure 1.5). Ces instruments souffrent de diverses limites. D'une part, le temps nécessaire à l'étude d'une section complète augmente fortement avec la taille des rivières, en raison du caractère ponctuel de la mesure. D'autre part, la présence des sondes et du dispositif servant à leur immersion dans l'écoulement⁴ perturbent fortement celui-ci. La mesure ne reflète alors plus totalement l'écoulement qui devait être initialement mesuré.



(a) Moulinet à hélice



(b) Fil chaud



(c) Vélocimètre à effet Doppler

FIGURE 1.5 – Exemples d'instruments de mesure ponctuelle de la vitesse d'un fluide.

4. Seules les sondes utilisant des lasers peuvent être positionnées à l'extérieur de l'écoulement lors d'études en laboratoire.

1.1.4.2 Profileurs

Une seconde famille d'instruments, celle des profileurs, permet de faire des mesures de vitesse en plusieurs points d'un écoulement sans avoir à déplacer la sonde de mesure. Les profileurs sont des instruments acoustiques, qui utilisent l'effet Doppler afin d'estimer la vitesse des particules (bulles, micro-organismes, etc.) transportées par l'écoulement. La vitesse de l'écoulement est ensuite obtenue en faisant l'hypothèse que ces particules se déplacent à la vitesse du fluide. Celles-ci sont alors considérées comme des traceurs passifs de l'écoulement. Ces instruments sont composés de piézomètres permettant de transformer des ondes en signaux électriques et inversement (figure 1.6). Un piézomètre émet une onde de fréquence f_0 . La présence de particules avançant à une vitesse v dans l'écoulement crée une onde réfléchie possédant une fréquence f_1 . Le décalage en fréquence entre ces deux ondes permet de déduire la vitesse de la particule comme,

$$v_r = \frac{c}{2} \frac{f_1 - f_0}{f_0}, \quad (1.7)$$

où c est la vitesse de propagation de l'onde dans l'eau. Seule la composante le long de l'axe d'émission, v_r , est mesurée alors que l'angle entre la vitesse de la particule, v , et l'axe du piézomètre, noté α , est à priori inconnu. La mesure à différentes profondeurs est obtenue par l'utilisation de fenêtres temporelles lors de la réception du signal.

Pour étudier le champ de vitesse, nous le décomposons en une composante verticale u_z , une transverse u_y et une principale u_x . La méthode la plus simple pour étudier ces composantes est l'orientation du piézomètre dans la direction de celle que l'on désire mesurer. Pour obtenir les trois de façon synchrone, plusieurs piézomètres doivent être utilisés simultanément. L'une des configurations permettant cette résolution, représentée sur la figure 1.7, est constituée d'un émetteur et de plusieurs récepteurs (au minimum 3) disposés de façon convergente (Hurther et Lemmin, 1998). L'angle d'ouverture des faisceaux des récepteurs doit être suffisamment important afin de couvrir la zone de mesure, ce qui limite la distance du profil à environ un mètre, et son utilisation à des écoulements peu profonds.

L'autre configuration, commercialisée sous le nom d'Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) (figure 1.8), permet de mesurer sur des profondeurs plus importantes en utilisant des piézomètres installés de façon divergente ; initialement développés pour les mesures de courants océaniques (Rowe et Young, 1979 ; Garrett, 1994), ils ont ensuite été adaptés pour les rivières (Gordon, 1989 ; Simpson et Oltmann, 1993). Cette divergence implique que les enregistrements des vitesses radiales par les différents piézomètres ne se font pas au même endroit dans l'écoulement. Si l'instrument est positionné dans l'écoulement de sorte que les piézomètres N° 3 et 4 sont alignés selon la vitesse principale, u_x (figure 1.8), alors les vitesses

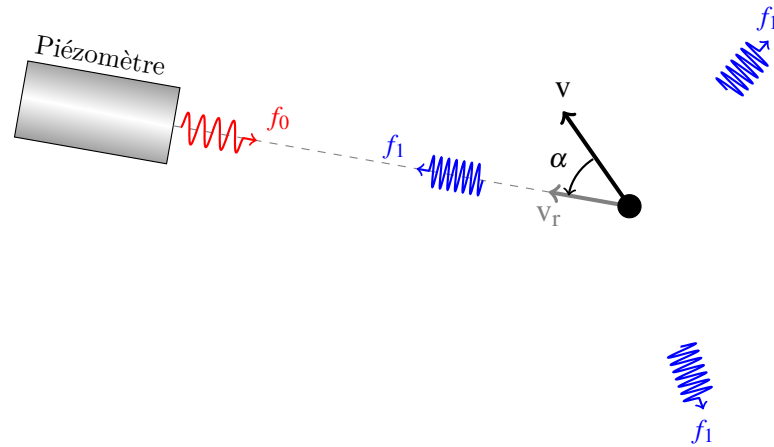


FIGURE 1.6 – Schéma de fonctionnement d'un instrument utilisant l'effet Doppler pour mesurer la vitesse d'une particule. La fréquence d'émission est notée f_0 , et celle réfléchiée par la particule f_1 . La particule est caractérisée par une vitesse, notée v , faisant un angle α avec l'axe central du piézomètre (représenté en pointillé). La vitesse mesurée, par effet Doppler est notée v_r .

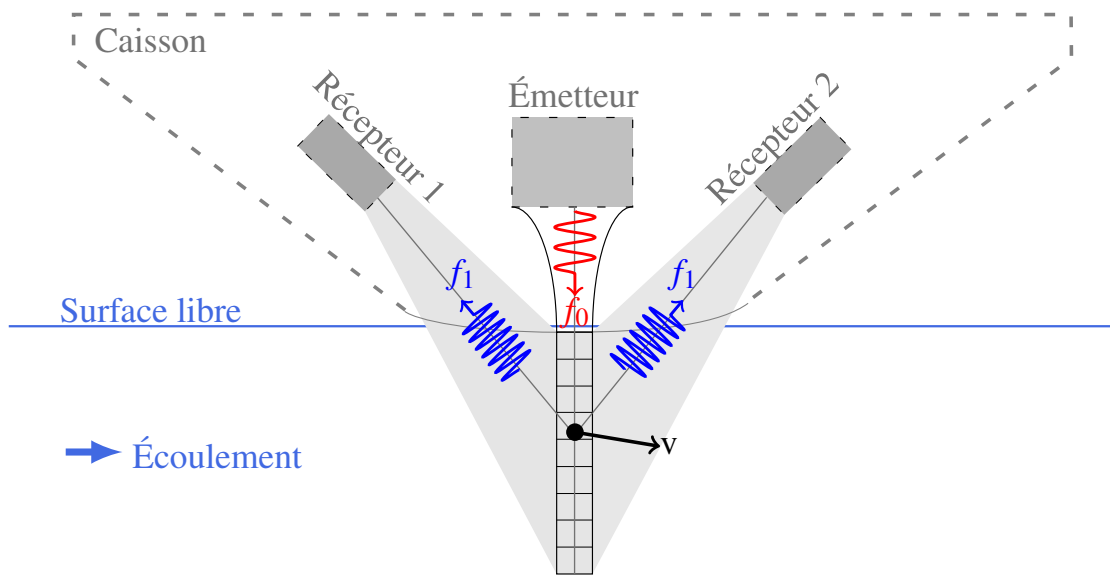


FIGURE 1.7 – Schéma d'un profileur convergent (ADVP), modifié d'après Hurther et Lemmin (1998). Le troisième récepteur se situe dans le plan perpendiculaire à celui défini par les récepteurs 1 et 2. Les trois vitesses radiales mesurées simultanément permettent de reconstruire le champ de vitesse.

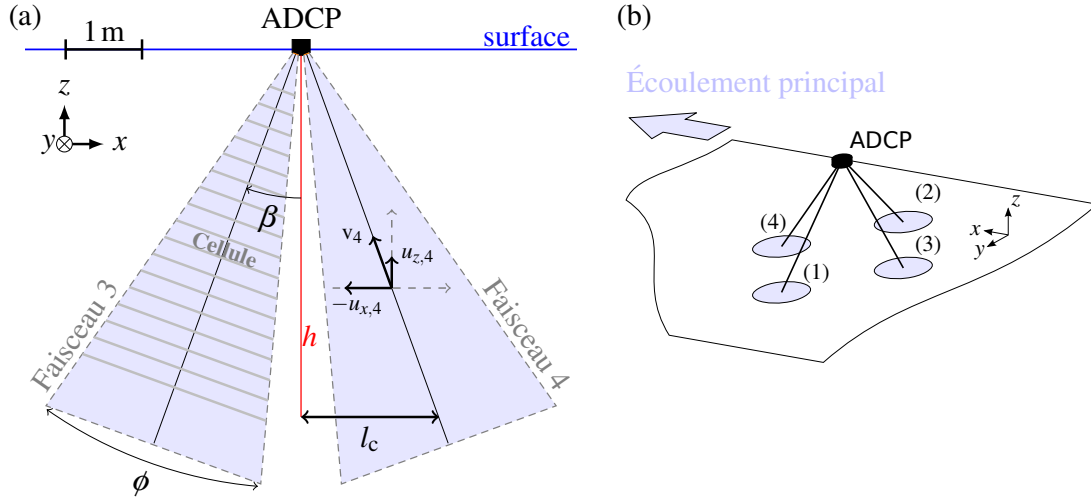


FIGURE 1.8 – Schéma d'un ADCP *Rio Grande* fabriqué par *RD Instruments*. **(a)** Dessin des faisceaux N° 3 et 4, avec leur découpage en cellules de mesures. L'angle $\phi = 30^\circ$ est l'angle d'émission des piézomètres. L'ouverture des faisceaux est définie par l'angle $\beta = 20^\circ$. **(b)** Orientation dans une rivière dont l'écoulement principal se fait selon l'axe x .

radiales le long des deux faisceaux, respectivement v_3 et v_4 , sont définies par le système suivant :

$$\begin{pmatrix} v_3 \\ v_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{x,3}(-l_c) & u_{z,3}(-l_c) \\ -u_{x,4}(l_c) & u_{z,4}(l_c) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\beta) \\ \cos(\beta) \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

dans lequel $l_c = h \tan(\beta)$ est la distance séparant la mesure radiale de l'axe central de l'instrument. Dans le cas de l'autre paire de piézomètres, la composante transverse de la vitesse, u_y , remplace la composante principale, u_x , dans le système (1.8). À partir de ces vitesses radiales, le champ de vitesse est reconstruit au centre des deux faisceaux en faisant l'hypothèse d'un écoulement homogène⁵ entre ceux-ci :

$$u_{i,3}(-l_c) = u_{i,4}(l_c). \quad (1.9)$$

Les composantes de vitesse sont alors obtenues à la profondeur h par :

$$u_x = \frac{v_3 - v_4}{2 \sin(\beta)}, \quad u_y = \frac{v_2 - v_1}{2 \sin(\beta)}, \quad \text{et} \quad u_z = \frac{v_3 + v_4}{2 \cos(\beta)} = \frac{v_1 + v_2}{2 \cos(\beta)} \quad (1.10)$$

5. Les composantes de vitesse sont alors considérées comme invariantes le long de leur axe.

L'hypothèse d'homogénéité doit rester valable sur une distance de $2l_c$, ce qui, avec l'angle d'ouverture standard des ADCP commerciaux, $\beta = 20^\circ$ ou 30° , équivaut à $2l_c \approx h$. Dans des écoulements turbulents, cette configuration empêche les ADCP de mesurer des structures plus petites que la distance h (Gargett, 1994). Dans le meilleur des cas, cette hypothèse semble valable pour les grandeurs moyennes (Lu et Lueck, 1999a; Nystrom et collab., 2007), ce qui en fait un formidable outil pour la mesure du débit des cours d'eau. En admettant l'homogénéité des écoulements, de nombreuses études proposent des techniques pour quantifier des quantités statistiques de l'écoulement (Lohrmann et collab., 1990; Lu et Lueck, 1999a,b; Muste et collab., 2004a,b; Sime et collab., 2007). Cette hypothèse, non généralisable, devrait donc limiter l'utilisation des ADCP pour l'étude des écoulements turbulents. Nous verrons au cours du chapitre 2, qu'il convient d'en restreindre l'usage à certaines grandeurs moyennes même pour des sections de rivières rectilignes et à fond plat.

1.2 Étude d'une section de rivière

Étudier des écoulements très turbulents ($Re \approx 10^6$) en laboratoire demande des infrastructures importantes mais permet le contrôle et l'exploration des différents paramètres de l'écoulement. A contrario, les études sur les systèmes « naturels » permettent d'explorer des valeurs de paramètres dans une gamme difficile à atteindre en laboratoire. Par exemple, le débit d'eau ainsi que le rapport d'aspect sont souvent élevés en milieu naturel. Ces observations permettent entre autre de vérifier la validité et les limites des lois physiques développées d'après des données en laboratoire (Métivier et Meunier, 2003; Malverti et collab., 2008; Houssais et Lajeunesse, 2012; Seizilles et collab., 2013).

1.2.1 Site de mesure

Au cours de cette thèse, nous avons entrepris des mesures de vitesse dans une section de la Seine à Paris. Son cours fut largement aménagé afin de la rendre navigable tout au long de l'année. Ainsi, la Seine, à Paris, présente une section quasiment rectangulaire. Sa profondeur d'écoulement est contrôlée par de nombreuses écluses. En hiver, les forts débits qui avoisinent les $1000 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, obligent la levée des barrages. Pente et hauteur de l'écoulement ne sont alors plus contrôlées. Enfin, malgré ces aménagements, le rapport d'aspect de la Seine en période de crue ($L/H \approx 22$) reste représentatif des rivières naturelles (figure 1.9).

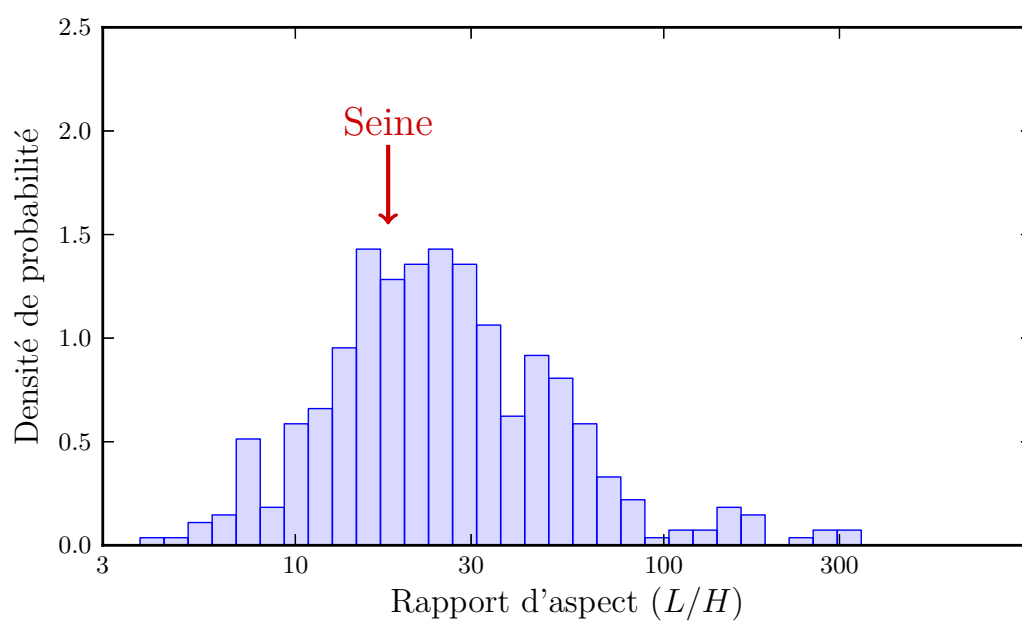


FIGURE 1.9 – Distribution des rapports d'aspect pour des rivières alluviales naturelles (Métivier et Barrier, 2012).

La Seine présente en outre l'avantage d'être traversée par une passerelle suspendue : la passerelle Simone de Beauvoir (figure 1.10). Cette passerelle, dépourvue de piliers, ne perturbe pas l'écoulement et permet un accès facile à différentes positions le long de la section. Elle présente donc un cadre d'étude simple d'un écoulement dans un rectangle de grand rapport d'aspect, parfait pour entreprendre des mesures avec un profileur acoustique et les confronter à des modèles d'écoulements turbulents.

1.2.2 ADCP en rivière

Deux méthodes sont offertes lors de l'utilisation d'un ADCP en rivière. Tout d'abord, nous pouvons fixer l'instrument sur le fond de la rivière, les faisceaux étant alors dirigés vers la surface. Le temps nécessaire à l'ancrage de l'instrument rend impossible l'exploration du champ de vitesse le long d'une section de rivière en une seule journée et limite l'usage de cette disposition à l'étude de longues séries temporelles en une position latérale donnée. La seconde méthode, la plus courante, recourt à une embarcation pour maintenir l'ADCP à la surface. Les faisceaux sont ainsi dirigés vers le fond. Cette approche réduit considérablement le temps de déploiement de l'instrument, en contrepartie, elle nécessite une connaissance des mouvements de l'embarcation afin de pouvoir corriger les vitesses mesurées dans le référentiel de l'instrument (Gordon, 1996). Pour ce faire, des instruments de positionnement sont intégrés aux ADCP ; les angles de roulis et de tangage sont mesurés et permettent de projeter les composantes de la vitesse d'écoulement dans le référentiel de l'embarcation. La vitesse et l'orientation de celle-ci sont utilisées pour projeter une nouvelle fois les composantes dans le référentiel terrestre. Toutes ces projections induisent des erreurs dues aux différents capteurs qui ont fait l'objet de nombreuses études (Lu et Lueck, 1999a ; Wilczak et collab., 2001 ; Muste et collab., 2004a,b).

1.2.2.1 Embarcation

Afin de réaliser nos mesures, nous avons mis au point un radeau constitué de deux planches en mousse assemblées à l'aide d'une structure rigide (figure 1.11). Leur flottabilité est renforcée par des flotteurs constitués cylindriques initialement destinés aux loisirs aquatiques. Leur agencement sous forme de quilles assurent également un meilleur alignement du radeau par rapport au courant principal. Il embarque un ADCP, un écho-sondeur pour une mesure plus précise de la hauteur

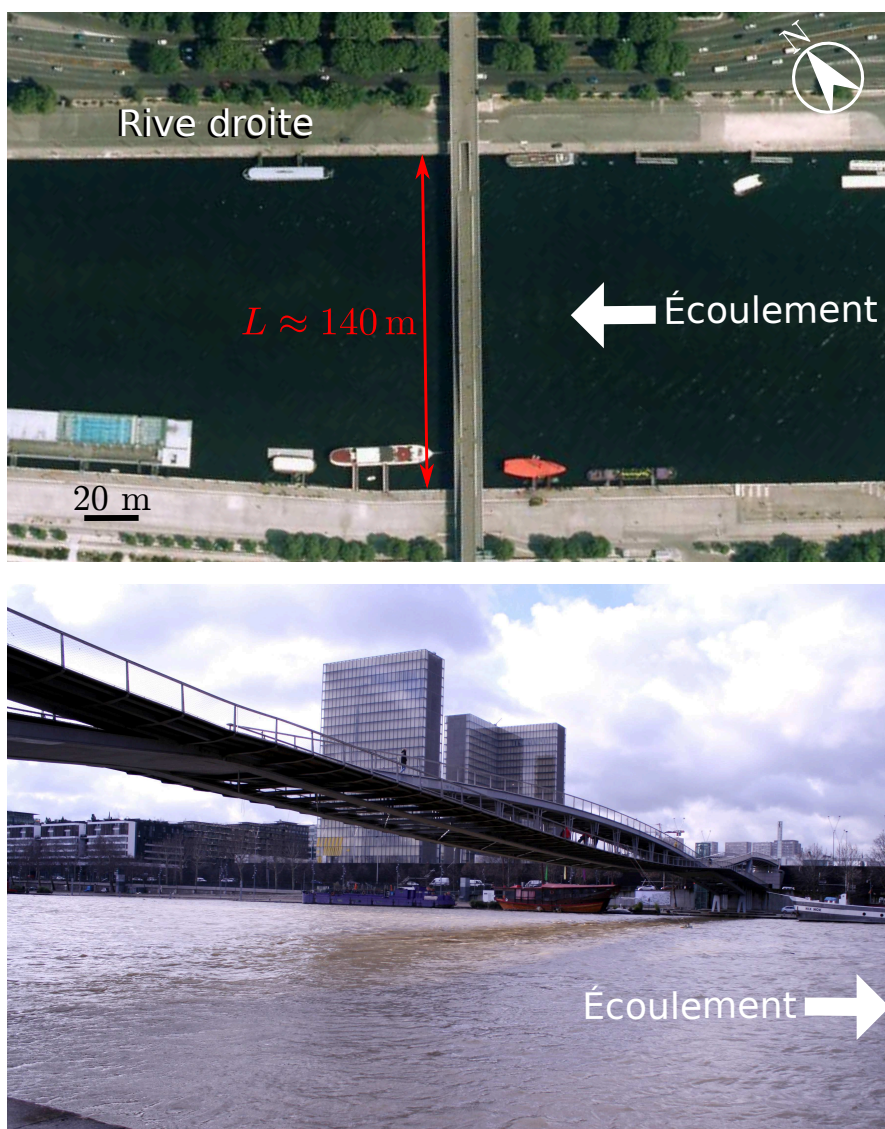


FIGURE 1.10 – Passerelle Simone de Beauvoir, Paris. **En haut**, Photo aérienne (source : *Institut Géographique National*). **En bas**, photo prise de la berge Rive droite.

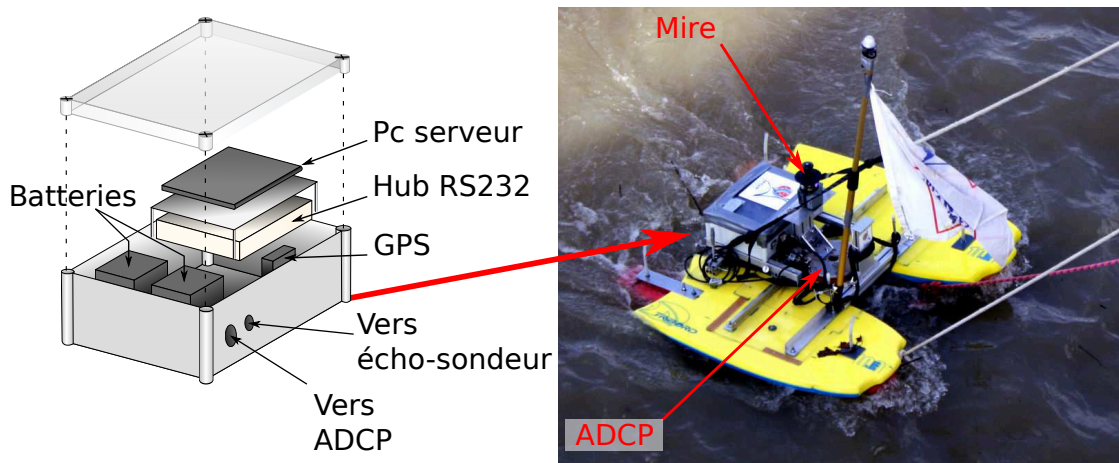


FIGURE 1.11 – Radeau de mesure utilisé sur la Seine. Les différents instruments sont contrôlés à distance au moyen d'un réseau sans fil créé par un petit ordinateur situé dans le boîtier étanche schématisé à gauche. La mire permet au théodolite situé sur la berge de positionner le radeau. Les détails du montage sont reportés dans l'annexe C.

d'eau, ainsi qu'un GPS pour le positionnement. L'ensemble est contrôlé à distance grâce à un réseau sans fil créé par un petit ordinateur placé à l'arrière du radeau. Afin d'améliorer la précision du positionnement, nous avons également monté une mire permettant la localisation du radeau à l'aide d'un théodolite⁶ auto-suiveur.

Une attention particulière est accordée au positionnement des faisceaux de l'ADCP dont l'une des paires est alignée dans l'axe proue-poupe du radeau. Le radeau s'alignant le long du courant principal, cette paire mesure des vitesses radiales engendrées par la composante principale, u_x , et verticale, u_z , du champ de vitesse (voir système (1.8)).

1.2.2.2 Mesures de la position du radeau

Le radeau étant arrimé à l'aide de cordage à la passerelle, il est susceptible de se déplacer et nous devons mesurer ses mouvements afin de le positionner avec précision. Pour ce faire nous pouvons : soit utiliser l'écho acoustique du fond qui permet de calculer sa vitesse; si le fond est immobile, cette vitesse est celle du radeau, soit employer les données de positionnement du GPS ou encore, synchroniser⁷ les positions acquises par un théodolite auto-suiveur. Lorsque le radeau est arrimé en un point à la passerelle pendant une longue période, ses mouvements sont principalement orientés dans la direction transverse. Les déplacements enregistrés par les différentes méthodes (figure 1.12), reflètent bien ce mouvement

6. Instrument optique permettant d'obtenir la position d'une mire.

7. Pour plus de détails se référer à l'annexe C.1.2.

transverse, à l'exception des données GPS. Leur grande variabilité illustre d'une part la probable perturbation du signal GPS liée à la présence de la passerelle surplombant le radeau, et d'autre part, la limite de résolution de ce système de positionnement pour des objets quasiment immobiles⁸. Pour ce type de mesure, le théodolite offre une grande précision sur les déplacements du radeau. D'après cette dernière, nous voyons que le radeau oscille latéralement d'environ 1 m.

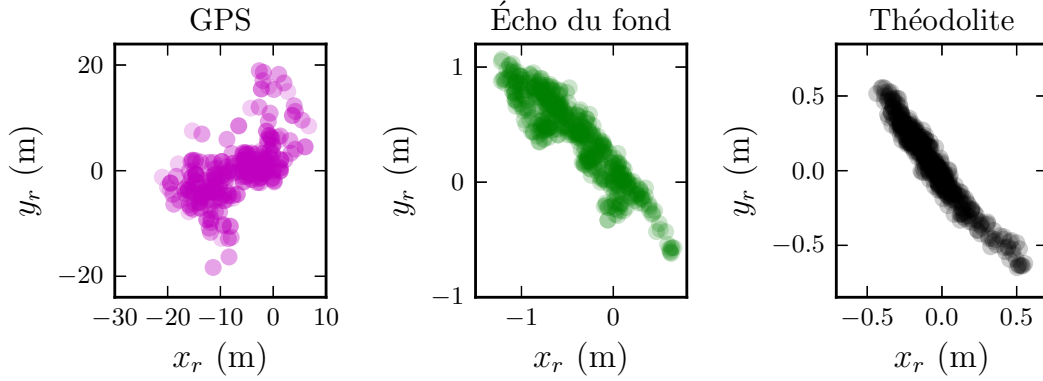


FIGURE 1.12 – Positions relatives du radeau arrimé à la passerelle pendant environ 10 minutes. Pour chaque mode de mesure, les données sont référencées par rapport au premier point de mesure.

En utilisant l'ensemble des positions enregistrées tout au long de la section, nous pouvons définir une direction moyenne. Celle-ci sert alors de définition pour le plan orthogonal à l'écoulement principal, y , et permet de projeter l'ensemble des positions du radeau sur celui-ci.

1.2.2.3 Vitesse moyenne

Le caractère aléatoire du champ de vitesse de l'écoulement nécessite de définir les grandeurs statistiques le décrivant. La vitesse moyenne est définie comme :

$$\langle u \rangle = \frac{1}{\mathcal{T}} \int_0^{\mathcal{T}} u \, dt. \quad (1.11)$$

Le temps \mathcal{T} , qui représente la durée sur laquelle la vitesse est moyennée, doit être suffisamment grand pour que la moyenne des fluctuations, u' , tende vers zéro, afin de respecter la décomposition du champ de vitesse (voir l'équation 1.6).

8. La précision du GPS civil est donnée à ± 9 m en moyenne dans le rapport de U.S. Department of defense (2008).

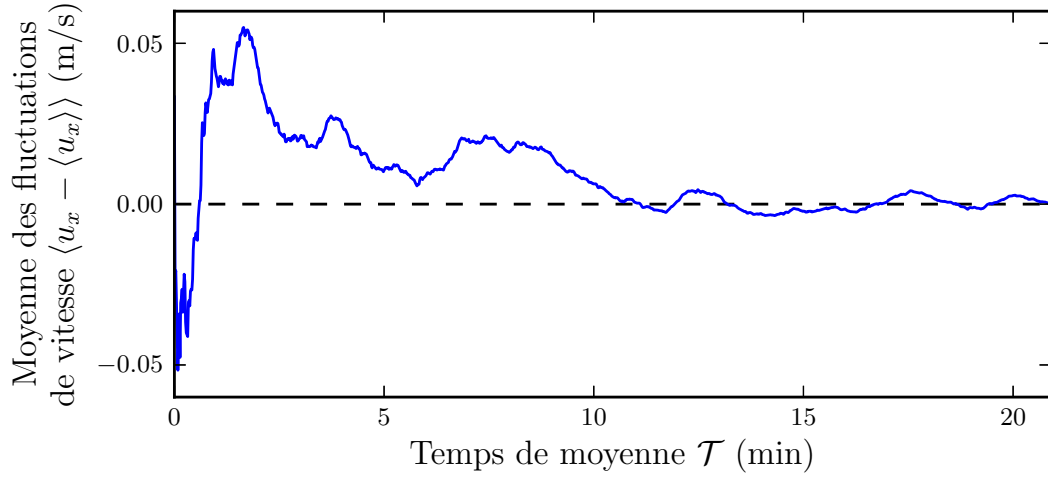


FIGURE 1.13 – Variation de la moyenne des fluctuations, $\langle u_x - \langle u_x \rangle \rangle$, en fonction de la durée, \mathcal{T} , prise pour calculer la moyenne $\langle u_x \rangle$, définie par l'équation (1.11). La mesure est réalisée à mi-profondeur, $z \approx 3.6$ m, et se situe à environ 50 m de la rive droite.

La moyenne des fluctuations devient négligeable avec des enregistrements d'une durée minimum de 10 minutes (figure 1.13), soit environ 600 points de mesure avec la fréquence d'acquisition de l'ADCP que nous utilisons (1 Hz). Cette durée est du même ordre de grandeur que celle trouvée par Muste et collab., (2004).

Au final, nous obtenons des profils verticaux de la vitesse principale moyenne pour différentes positions au travers de la section (figure 1.14). Ceux-ci illustrent notamment l'influence du frottement au niveau des berges et du fond, qui entraînent une diminution de la vitesse. La mesure de la vitesse principale « quasi-instantanée », obtenue en tirant lentement le radeau, se compare assez bien avec les profils de vitesse moyenne. Cette similitude reflète la relative faible amplitude des fluctuations autour de la vitesse principale moyenne, en comparaison des importantes variations spatiales de cette vitesse principale. Pour étudier la répartition de la vitesse le long de la section, nous en faisons la moyenne sur la hauteur de l'écoulement.

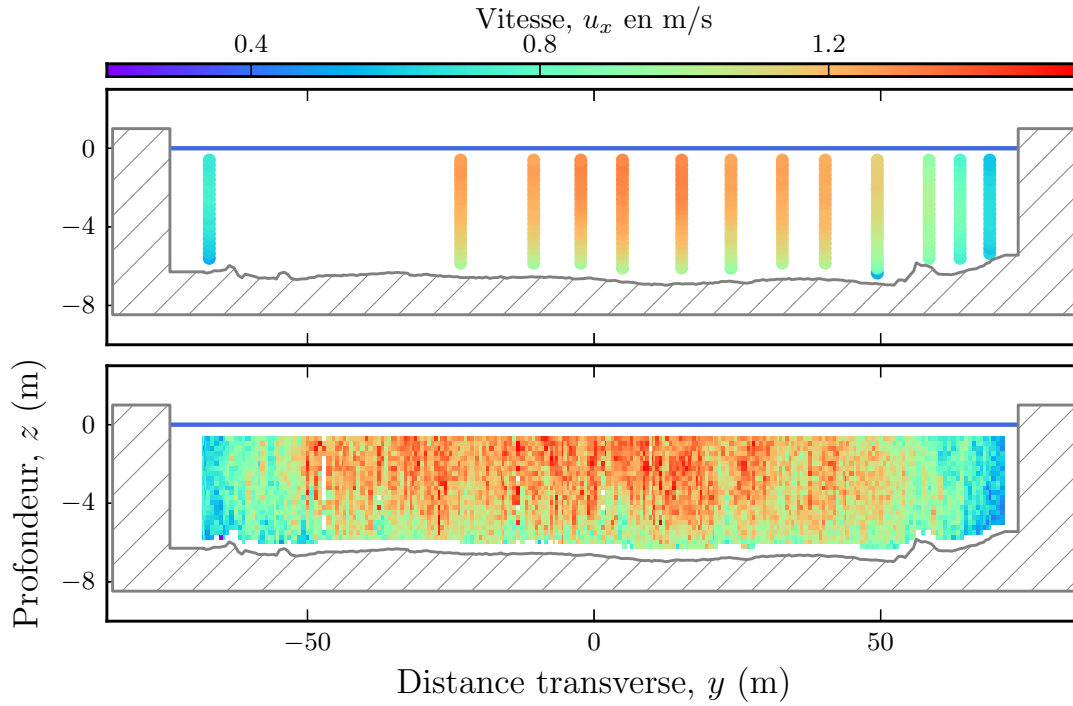


FIGURE 1.14 – Vitesse principale au travers de la section. En haut, moyenne temporelle obtenue à partir de points de mesure fixes avec l'équation (1.11). En bas, vitesse quasi-instantanée obtenue en tirant le radeau lentement le long de la section.

1.2.3 Profil transverse moyen

Pour chacune des positions de mesures, nous pouvons calculer la moyenne de la vitesse principale, U_x , sur la hauteur de l'écoulement, H (figure 1.15). Si les mesures sont issues de différents points fixes le long de la passerelle, alors la vitesse moyenne est à la fois moyennée en temps et sur la profondeur :

$$U_x = \frac{1}{H} \int_0^H \langle u_x \rangle dz. \quad (1.12)$$

En revanche, si elles ont été acquises en déplaçant lentement le radeau le long de la passerelle, la moyenne sur la hauteur d'eau est alors calculée uniquement à partir des vitesses « quasi-instantanées » par :

$$U_x = \frac{1}{H} \int_0^H u_x dz. \quad (1.13)$$

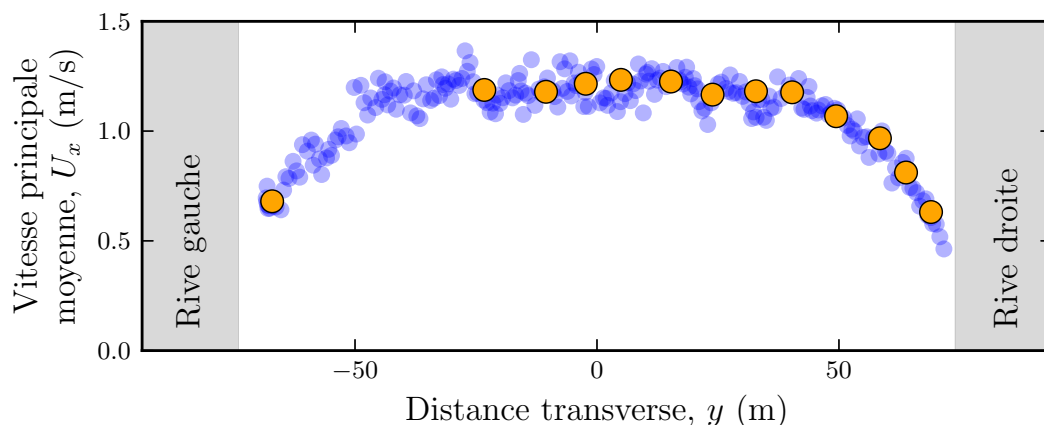


FIGURE 1.15 – Vitesse principale moyenne, U_x . ● Mesures issues d'un radeau arrimé à la passerelle pendant 10 minutes par point, les vitesses sont moyennées en temps et sur la profondeur. ● Mesures issues d'un radeau lentement tiré le long de la passerelle.

Il en résulte une dispersion plus importante de la vitesse moyenne, U_x , qui décrit cependant un profil transverse comparable à celui obtenu en utilisant des points fixes. Cette dernière méthode, est celle classiquement utilisée pour obtenir le débit des cours d'eau (Gordon, 1989 ; Muste et collab., 2004a).

À partir de la vitesse moyenne au centre de ces profils transverses, nous pouvons définir un coefficient de frottement pour la Seine.

1.2.4 Coefficient de frottement

La figure 1.15 illustre la distribution latérale de la vitesse moyenne, qui au centre de la section est relativement constante, autour d'une valeur de 1.2 m/s. D'après les données topographiques⁹, l'altitude de la Seine à Paris est environ de 30 m et la distance jusqu'à son embouchure est d'environ 300 km, ce qui nous permet d'estimer une pente moyenne de $S \approx 1 \cdot 10^{-4}$. Cette estimation donne l'ordre de grandeur de la pente et celle-ci est sûrement modifiée par les nombreux barrages. En utilisant cette pente et la hauteur de l'écoulement, $H = 6.5$ m, nous pouvons estimer le coefficient de frottement en utilisant la relation (1.5) :

$$C_f \approx 4 \cdot 10^{-3}. \quad (1.14)$$

9. Données de topographie radar issues du programme Shuttle Radar Topography Mission, de la NASA.

Les valeurs de vitesse, de pente et de hauteur mesurées le 7 octobre 1769 par Antoine Chézy (Chézy, 1775), donnent une valeur de coefficient de frottement semblable, $C_f \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Cette valeur est aussi dans la gamme décrite par les nombreuses expériences visant à différencier les écoulements en fonction de la rugosité de leur lit (Chow, 1959).

Dès que l'on s'éloigne du centre, la vitesse décroît continûment vers les berges où la vitesse s'annule. La profondeur de la section étant pratiquement invariante (figure 1.16), cette inflexion révèle le transport latéral de quantité de mouvement. Ces échanges entre des zones de faible vitesse près des berges et le centre de la section affectent environ les deux tiers de la largeur. Dans la littérature, les profils

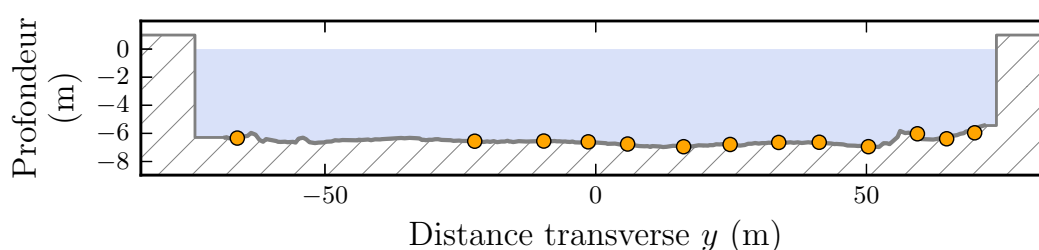


FIGURE 1.16 – Profil topographique du fond. ● Moyennes issues des points fixes.
— Mesures « quasi instantanées » provenant du radeau tiré le long de la passerelle.

transverses sont très rares pour des écoulements dans des rivières de fort rapport d'aspect.¹⁰ L'influence de la forme et de la rugosité des berges sur la courbure de ce profil transverse moyen de vitesse reste peu explorée.

Pour tenter de reproduire ce profil transverse moyen de vitesse, nous allons nous pencher sur les transferts de quantité de mouvement dans la direction verticale et transverse. D'une manière qualitative, nous pouvons faire un premier bilan des flux moyens aux limites d'une boîte dont la taille est celle de la hauteur de l'écoulement (figure 1.17).

Au niveau des bords verticaux, l'unique flux est celui du fond, qui traduit l'action du frottement sur l'écoulement. Ce flux vertical est complété par deux flux transverses, F_T , sur les deux bords latéraux de la boîte. Le bilan de ces flux à l'équilibre s'écrit :

$$C_f U_x^2 + F_T^+ - F_T^- = gHS. \quad (1.15)$$

10. Quelques données acquises en laboratoire, mais difficilement exploitables car issues de communications personnelles, sont illustrées dans Rodi (1993). Les mesures les plus complètes sont sûrement celles réalisées par Darcy et Bazin (1865).

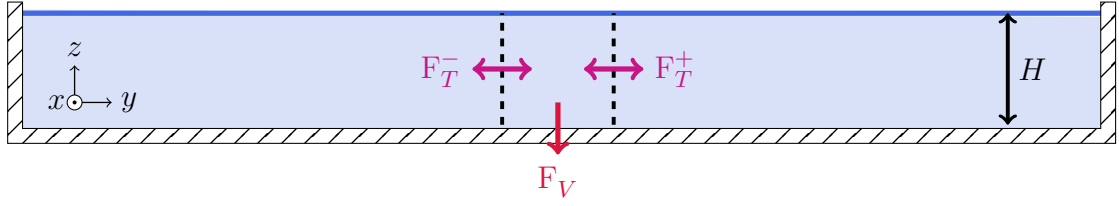


FIGURE 1.17 – Schéma des flux moyens de quantité de mouvement dans une boîte de taille H .

La largeur de la Seine étant grande devant sa profondeur, nous pouvons approximer la différence des deux flux transverses par un gradient, et ainsi transformer l'équation précédente (1.15) en :

$$C_f U_x^2 - H \frac{\partial F_T}{\partial y} = gHS. \quad (1.16)$$

Dans ce bilan, nous retrouvons l'expression de la vitesse moyenne (voir l'équation 1.5) dans le cas d'une section infiniment large, $y \rightarrow \infty$. Pour obtenir le profil transverse de la vitesse moyenne lorsque la largeur n'est plus infinie, nous allons devoir résoudre ce bilan (équation 1.16), ce qui demande de définir l'expression des flux transverses. Pour ce faire nous allons maintenant détailler les équations qui décrivent le mouvement des fluides.

1.3 Modélisation de l'écoulement

Les mouvements des fluides sont soumis à deux lois : celle de la conservation de la masse et celle du mouvement des corps énoncée par Newton. Les équations qui en résultent sont connues sous le nom d'équations de Navier-Stokes.

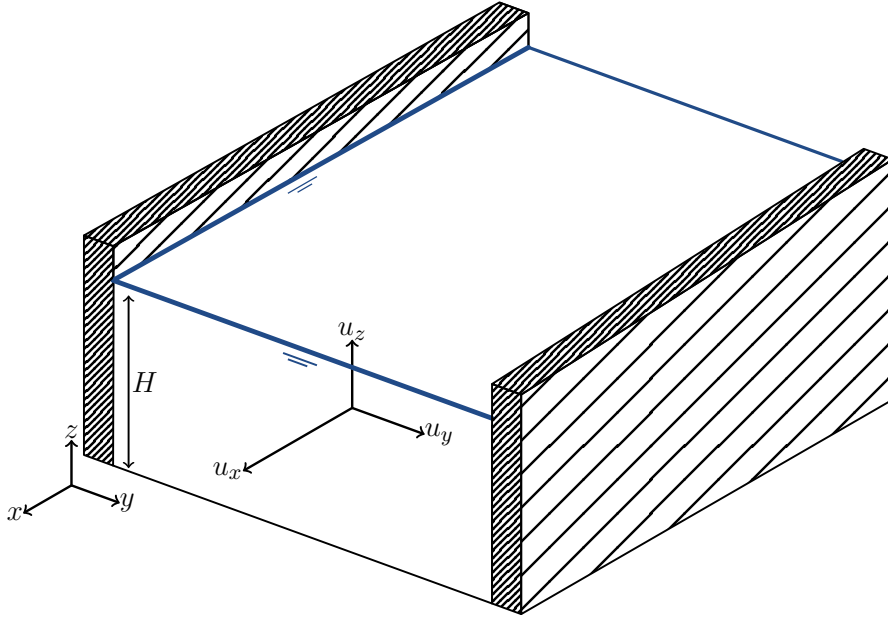


FIGURE 1.18 – Représentation schématisée d'un écoulement dans un canal rectangulaire. La force de pesanteur n'est pas alignée sur l'axe vertical, z , en raison de la faible pente le long de l'axe d'écoulement, x . Ceci entraîne la mise en mouvement de la masse d'eau.

1.3.1 Équations de Navier-Stokes

Pour un écoulement incompressible soumis uniquement au champ de pesanteur, \mathbf{g} , les équations de Navier-Stokes peuvent s'écrire, dans un référentiel cartésien, sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + g_i, \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (1.18)$$

Les indices, i et j , dénotent les trois dimensions de l'espace telles que définies sur le schéma 1.18 ; ainsi les vecteurs de position et de vitesse s'écrivent :

$$\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3) = (x, y, z), \quad (1.19)$$

$$\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3) = (u_x, u_y, u_z) ; \quad (1.20)$$

ρ est la masse volumique du fluide, P la pression, et ν la viscosité cinématique. La notation indicielle permet d'appliquer la règle de sommation d'Einstein qui impose de sommer les indices répétés. De cette façon, la conservation de la masse définie par l'équation (1.18) se lit :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (1.21)$$

Dans certains cas particuliers, les équations de Navier-Stokes admettent des solutions analytiques. Ce n'est pas le cas général, et nous devons souvent recourir à des solutions numériques ou à des approximations. En particulier, lorsque l'écoulement est turbulent, il n'existe aucune solution déterministe analytique, et son intérêt serait d'ailleurs limité, étant donné que, pour un même écoulement, deux réalisations donneront des champs de vitesse instantanée différents. Comme le décrit Pope (2011), plutôt que de chercher une solution générale, qui serait applicable à n'importe quels écoulements turbulents, il est à la fois plus intéressant et plus simple de développer des modèles pour les différents « types » d'écoulements turbulents rencontrés.

Afin de décrire le champ de vitesse moyen, nous allons commencer par faire la moyenne temporelle des équations de Navier-Stokes. Cette opération ne permet pas d'obtenir une solution analytique et nous allons devoir faire appel à diverses approximations pour obtenir la description des profils de vitesse moyenne.

1.3.2 Équations du champ de vitesse moyen

Comme nous l'avons vu au § 1.1.3, on utilise souvent une description des propriétés statistiques, telle que la moyenne, pour étudier l'écoulement. L'évolution de la vitesse moyenne est décrite classiquement par les équations de Navier-Stokes (1.17) et (1.18) moyennées et dans lesquelles le champ de vitesse a été décomposé selon l'équation (1.6). Les équations de Navier-Stokes deviennent alors :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} + g_i, \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0. \quad (1.23)$$

Le tenseur $\tau_{i,j}$, regroupe deux termes d'échange de quantité de mouvement dont un, appelé tenseur de Reynolds, faisant intervenir la moyenne des corrélations des vitesses, $\langle u'_i u'_j \rangle$; $\tau_{i,j}$ s'écrit :

$$\tau_{i,j} = \nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \langle u'_i u'_j \rangle. \quad (1.24)$$

Le tenseur de Reynolds comprend l'influence des fluctuations sur le champ moyen. Celles-ci ne sont pas connues a priori et nécessitent une modélisation pour pouvoir résoudre les équations du champ moyen.

Dans le cas d'un écoulement en rivière, les conditions aux limites sont imposées, au fond et sur les bords, par la présence de frontières solides :

$$u_i = 0, \quad \text{aux parois}, \quad (1.25)$$

à la surface, par la présence d'une surface libre, dont la position est fixée pour simplifier le problème :

$$\tau_{i,z} = 0, \text{ et } u_z = 0 \quad \text{à la surface}. \quad (1.26)$$

Dans notre cas simplifié, l'écoulement est considéré uniforme le long de la direction principale, x , ceci suppose que le fond ne varie pas trop dans cette direction. Ainsi, l'ensemble des dérivées dans cette direction est nul. De plus, nous nous plaçons dans un régime stationnaire pour lequel la vitesse moyenne est invariante en temps, soit :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} = 0. \quad (1.27)$$

L'ensemble de ces conditions appliquées aux équations de champ moyen (1.22) et (1.23) constitue la base de nombreux modèles qui ne se différencient que par la façon de modéliser le tenseur de Reynolds.

1.3.3 Modèle de viscosité turbulente

Un grand nombre de modèles exprime le tenseur de Reynolds en faisant une analogie avec la viscosité des écoulements laminaires. Ceci permet de lier les fluctuations du champ de vitesse au gradient de la vitesse moyenne, que nous pouvons définir ainsi :

$$- \langle u'_i u'_j \rangle = \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right). \quad (1.28)$$

Le coefficient ν_t est appelé viscosité turbulente. Contrairement à la viscosité cinématique, ce coefficient n'est pas une propriété thermodynamique du fluide mais reflète l'action des fluctuations sur le champ moyen. Il a les dimensions du produit d'une longueur par une vitesse.

1.3.3.1 Profil vertical proche de la paroi

Pour étudier le profil vertical, nous nous plaçons dans la configuration d'un écoulement infiniment large pour lequel le champ de vitesse est considéré comme bidimensionnel, $u = (u_x, u_z)$. Proche du fond, la contrainte exercée par cet écoulement peut être considérée comme constante. En utilisant le modèle de viscosité turbulente définie par l'équation (1.28), nous pouvons alors exprimer le tenseur $\tau_{i,j}$ (équation 1.24) dans la direction de l'écoulement principal :

$$\nu \frac{\partial \langle u_x \rangle}{\partial z} + \nu_t \frac{\partial \langle u_x \rangle}{\partial z} \approx \frac{\tau_f}{\rho}. \quad (1.29)$$

Les deux termes de gauche n'ont pas la même amplitude en fonction de la distance à la paroi. C'est pourquoi nous avons besoin de séparer l'écoulement en deux couches. Celle très près du fond, d'épaisseur z_0 , est appelée « sous-couche visqueuse ». À l'intérieur de celle-ci, la viscosité cinématique (ν) est importante devant la viscosité turbulente (ν_t) à cause des faibles fluctuations de vitesse. Une fois au-dessus, les fluctuations de vitesse dominent le transfert de quantité de mouvement, et il nous faut alors estimer l'expression de la viscosité turbulente qui rend compte de ces transferts pour obtenir le profil de vitesse.

La description la plus simple serait de considérer une viscosité turbulente constante, $\nu_t = \nu_0$. Ce faisant, nous obtenons par l'intégration verticale de l'équation (1.29) un profil de vitesse linéaire similaire à un profil de Couette :

$$\langle u_x \rangle = \frac{\tau_f}{\rho \nu_0} z + c_0, \quad (1.30)$$

où la constante d'intégration c_0 contient les termes dus à la présence d'une « sous-couche visqueuse ». Cependant, les mesures de la vitesse réalisées proche du fond d'écoulements turbulents (Keulegan, 1938 ; Nikuradse, 1950 ; Clauser, 1956 ; Hultmark et collab., 2012) montrent clairement que le profil de vitesse n'est pas linéaire (figure 1.19). La viscosité turbulente n'est donc pas constante au-dessus de la « sous-couche visqueuse ».

À partir de ces observations, Von Kármán (1934) propose une expression basée sur un raisonnement dimensionnel pour décrire la viscosité turbulente :

$$\nu_t = \kappa z u^*, \quad (1.31)$$

avec κ la constante de Von Kármán et $u^* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ la vitesse de friction. En intégrant verticalement l'équation (1.29) avec cette viscosité turbulente, nous obtenons un profil de vitesse logarithmique,

$$\langle u_x \rangle = \frac{u^*}{\kappa} \ln(z) + c_0, \quad (1.32)$$

qui décrit correctement les vitesses mesurées proche du fond d'un écoulement turbulent (figure 1.19).

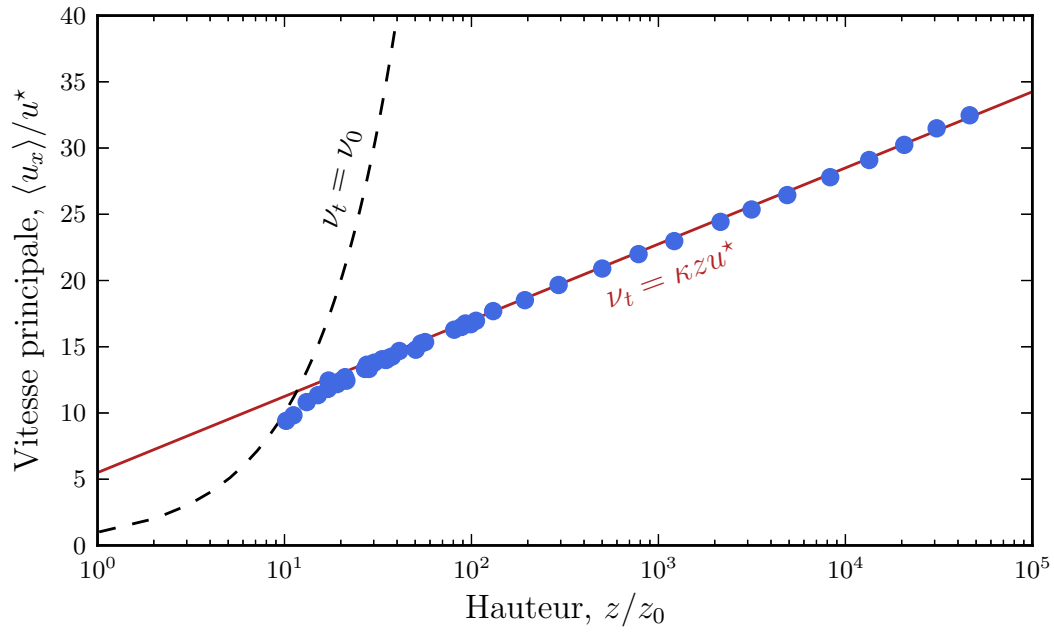


FIGURE 1.19 – Profil vertical de vitesse moyenne au-dessus d'une paroi avec $u^* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ et $z_0 = \nu/u^*$ (Von Kármán, 1934). ● Vitesse mesurée. — Profil de vitesse logarithmique défini par l'équation (1.32). - - Profil linéaire défini par l'équation (1.30).

1.3.3.2 Profil vertical en rivière

Si nous voulons obtenir le profil vertical de la vitesse sur la hauteur d'eau d'une rivière, nous ne pouvons plus considérer la contrainte comme constante. En revanche, le profil vertical de la contrainte peut être défini à partir de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement moyennée, équation (1.22), qui dans le cas d'un écoulement bidimensionnel stationnaire devient :

$$\langle u_z \rangle \frac{\partial \langle u_x \rangle}{\partial z} = \frac{\partial \tau_{x,z}}{\partial z} + g_x. \quad (1.33)$$

Les mouvements verticaux sont ici considérés comme négligeables, $\langle u_z \rangle \ll \langle u_x \rangle$. Ainsi nous pouvons intégrer cette équation (1.33) entre la surface, H et une hauteur z . En appliquant la condition limite à la surface, équation (1.26), nous obtenons :

$$\langle u'_x u'_z \rangle = -g_x (H - z). \quad (1.34)$$

En utilisant le modèle de viscosité turbulente (équation 1.28) pour estimer le terme du tenseur de Reynolds $\langle u'_x u'_z \rangle$, le profil vertical de la contrainte devient alors :

$$\nu_t = \frac{g_x (H - z)}{\partial_z \langle u_x \rangle}. \quad (1.35)$$

Pour trouver l'expression du profil de la viscosité turbulente (ν_t) sur l'ensemble de la hauteur de l'écoulement, des mesures du terme du tenseur de Reynolds $\langle u'_x u'_z \rangle$ et de la vitesse moyenne $\langle u_x \rangle$ peuvent être utilisées. À partir de celles obtenues au centre d'un canal ouvert par Nezu et Nakagawa (1993), nous pouvons voir que la viscosité turbulente décrit un profil vertical de forme parabolique (figure 1.20). Le profil défini par Von Kármán, équation (1.31), ne décrit l'écoulement que pour une hauteur inférieure à $z/H \approx 0.2$ (voir courbe noire de la figure 1.20). Pour reproduire ces observations, un profil de viscosité turbulente de forme parabolique peut alors être défini comme :

$$\nu_t = \nu_0 \frac{z}{H} \left(1 - \frac{z}{H} \right), \quad (1.36)$$

où l'échelle de viscosité, ν_0 , est obtenue par intégration du profil de vitesse vertical¹¹ (voir équation 1.39).

À partir de ce profil parabolique de viscosité turbulente, nous pouvons intégrer une nouvelle fois l'équation (1.34) entre la hauteur de la sous-couche z_0 , et la hauteur z , pour obtenir une expression du profil de vitesse :

$$\langle u_x \rangle (z) - \langle u_x \rangle (z_0) = \frac{g_x H^2}{\nu_0} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right). \quad (1.37)$$

11. En se basant sur leurs mesures, Nezu et Nakagawa (1993) en donnent une définition empirique, $\nu_0^{\text{def}} = \kappa u^* H$.

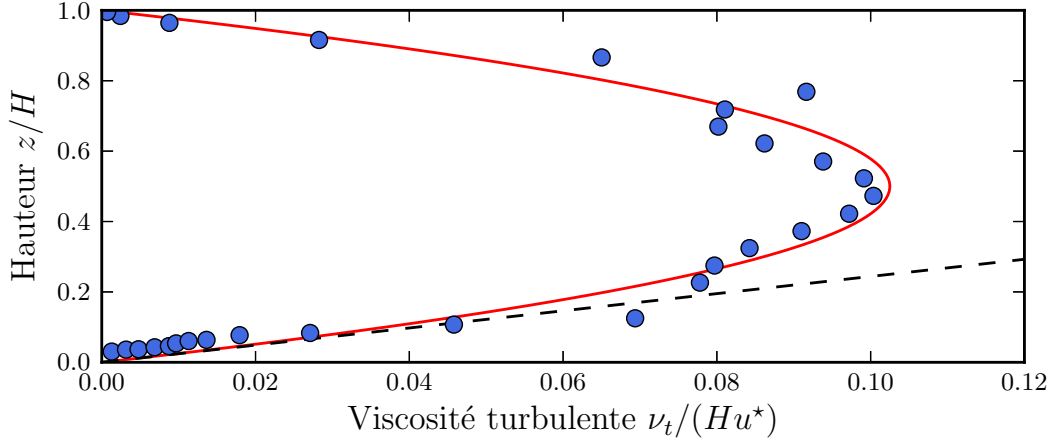


FIGURE 1.20 – Distribution verticale de la viscosité turbulente, ν_t , au centre d'un canal ouvert. Les données \bullet sont issues de Nezu et Nakagawa (1993) pour un écoulement ayant un nombre de Reynolds de $Re = 2.4 \cdot 10^4$. La viscosité turbulente est déduite des mesures de $\langle u'_x u'_z \rangle$ et du calcul du gradient vertical de $\langle u_x \rangle$. — Profil décrit par l'équation (1.36) avec $\nu_0 = \kappa u^* H$. - - Profil défini par l'équation (1.31).

À la limite de la sous-couche, la vitesse est très faible. Nous la considérons alors comme négligeable, $\langle u_z \rangle(z = z_0) = 0$. Notons que cette forme parabolique du profil de viscosité turbulente ne change en rien la forme du profil vertical de vitesse. Celui-ci reste logarithmique comme celui défini pour l'écoulement proche du fond à l'aide d'un profil de viscosité turbulente linéaire (équation 1.32).

Afin d'obtenir l'échelle de viscosité turbulente, ν_0 , nous calculons la vitesse moyenne, U_x , au-dessus de la sous-couche visqueuse à partir du profil de vitesse obtenue ci-dessus. Nous pouvons écrire cette moyenne sous la forme :

$$U_x = \frac{g_x H^2}{\nu_0} \frac{1}{\left(1 - \frac{z_0}{H}\right)} \left[\ln\left(\frac{H}{z_0}\right) - 1 + \frac{z_0}{H} \right], \quad (1.38)$$

dont nous pouvons simplifier l'expression compte tenu de la faible épaisseur de la sous-couche, $z_0 \ll H$.

Pour relier l'échelle de viscosité turbulente, ν_0 , au coefficient de frottement C_f , nous intégrons également le bilan de quantité de mouvement, établie par l'équation (1.33), sur l'intégralité de la tranche d'eau pour obtenir une expression de la contrainte au fond $\tau_f = g_x H$. Nous pouvons alors exprimer l'échelle de viscosité turbulente, ν_0 , en fonction de la définition (1.4) de la contrainte au fond, τ_f , et

d'une constante d'intégration $\mathcal{B} = \ln\left(\frac{H}{z_0}\right) - 1$, comme :

$$\nu_0 = C_f U_x H \mathcal{B}. \quad (1.39)$$

Au milieu de la section, les mesures de vitesses suivent cette évolution logarithmique (figure 1.21). Une minimisation, au sens des moindres carrés, du profil de vitesse défini par (1.37) sur ces données permet d'estimer la hauteur de la « sous-couche », $z_0 = 7.2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, à partir de l'ordonnée à l'origine et de la pente du modèle. Pour un fond peu rugueux (la Seine s'écoule sur du calcaire), cette valeur est de l'ordre de grandeur des valeurs estimées dans la littérature (Keulegan, 1938). Sa valeur absolue reste néanmoins difficilement interprétable au vu des innombrables modèles empiriques reliant la rugosité du fond et z_0 (García, 2008). Connaissant la hauteur de l'écoulement, nous pouvons estimer la valeur de la constante d'intégration, $\mathcal{B} \approx 8$. Celle-ci permet d'évaluer l'échelle de viscosité turbulente, $\nu_0 \approx 0.25 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, en utilisant les valeurs de coefficient de frottement et de vitesse moyenne estimées au § 1.2.3. Cette valeur est comparable à celle obtenue à l'aide de la formulation empirique, $\nu_0^{\text{def}} = \kappa u^* H$ (Nezu et Nakagawa, 1993), qui, pour une pente de $1 \cdot 10^{-4}$ (voir le § 1.2.3), donne $\nu_0^{\text{def}} \approx 0.21 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Afin d'estimer les variations de ces paramètres, nous avons utilisé plusieurs profils mesurés au centre de la rivière sur lesquels la loi du mur, définie en utilisant le modèle de Von Kármán (1.31),

$$\langle u_x \rangle = \frac{u^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (1.40)$$

est minimisée sur les quatre et six premiers points proches du fond. Les résultats de la minimisation des deux paramètres, u^*/κ , et z_0 , sont reportés dans le tableau (1.1). Pour la hauteur de la sous-couche, z_0 , les différentes minimisations tendent toutes vers l'ordre de grandeur du millimètre, en accord avec la valeur issue de la minimisation réalisée sur l'ensemble de la hauteur de l'écoulement (voir figure 1.21). En utilisant la valeur de la constante de Von Kármán, $\kappa = 0.4$, nous obtenons des valeurs pour la vitesse de cisaillement, u^* , en accord avec sa définition empirique : $u^* \equiv \sqrt{\tau_f/\rho} = \sqrt{gHS}$. Bien que la technique de mesure utilisée ne nous permette pas d'étudier l'écoulement très proche du fond¹², nous constatons que l'ensemble des profils obtenus au centre de la section sont en accord avec la description d'un profil logarithmique.

12. L'ADCP que nous utilisons ne peut mesurer les vitesses dans une zone d'environ 6% de la hauteur d'eau, soit pour la Seine sur 40 centimètres proche du fond, en raison d'échos parasites renvoyés par le fond (Gordon, 1996).

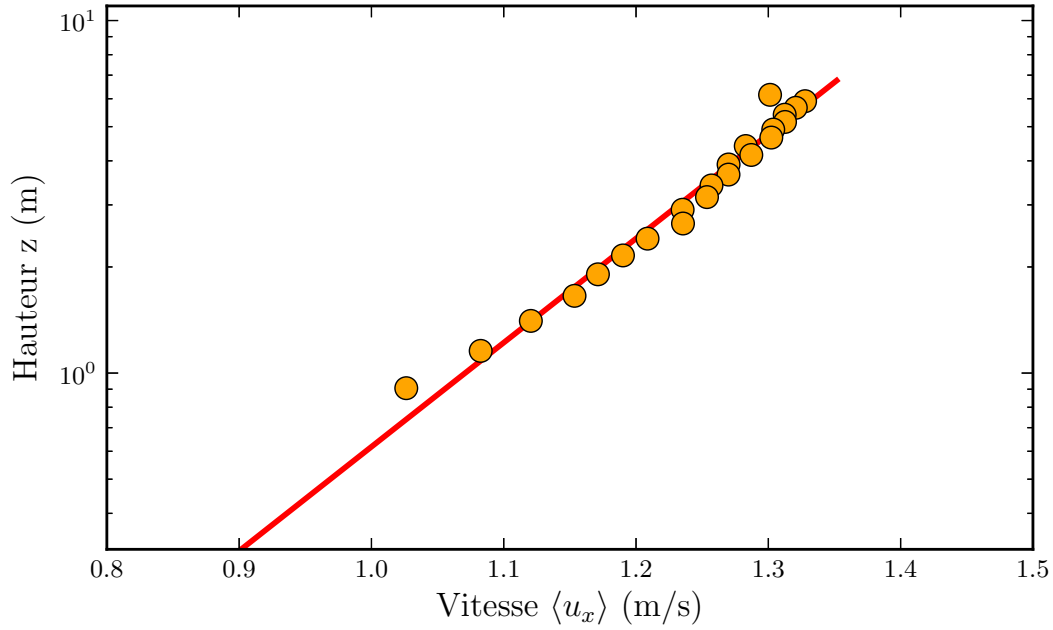


FIGURE 1.21 – Profil vertical de la vitesse moyenne, $\langle u_x \rangle$, au centre de la section. ● Vitesses moyennes issues des mesures ADCP. — Profil logarithmique du modèle (1.37) minimisé sur les données. Avec ce profil nous pouvons estimer la valeur de la hauteur de la sous-couche, $z_0 = 7.2 \cdot 10^{-4}$ m et celle de la vitesse de cisaillement $u^* = 0.07$ m/s. Ce modèle d'écoulement, relativement simple, décrit au premier ordre les vitesses observées, celles proches de la surface étant probablement perturbées par la présence du radeau.

		Position transverse y (m)				Moyenne	Déviation standard
		-10.5	-2.3	4.9	15.3		
(4 points)	z_0 (mm)	1.3	5.5	1.1	4.4	3.1	1.9
$z \leq 2$ m	$\frac{\sqrt{gHS}}{u^*}$	1.8	1.1	1.8	1.2	1.5	0.3
(6 points)	z_0 (mm)	1.2	3.6	1.8	3.7	2.6	1.1
$z \leq 3$ m	$\frac{\sqrt{gHS}}{u^*}$	1.9	1.3	1.5	1.3	1.5	0.2

TABLE 1.1 – Valeurs issues de la minimisation de la loi (1.40) sur quatre profils verticaux de vitesse situés au centre de la section, $y = \pm 20$ m (figure 1.15). La hauteur z_0 est de l'ordre de grandeur du millimètre et la valeur de u^* obtenue avec $\kappa = 0.4$ est compatible avec la pente de la Seine, $S = 1 \cdot 10^{-4}$.

1.3.4 Profil transverse

1.3.4.1 Équations de Saint-Venant

Afin d'étudier les variations horizontales du champ de vitesse, par exemple le profil transverse moyen, $U_x(y)$ (voir figure 1.15), nous devons intégrer verticalement les équations de Navier Stokes moyennées (1.22) et (1.23) sur la hauteur de l'écoulement, H . Cette opération réduit les dimensions du problème, qui dès lors ne dépend plus que des coordonnées longitudinale, x , et transverse, y , et dont les équations portent le nom d'équations de Saint-Venant. Dans notre système simplifié d'un écoulement en canal avec une profondeur constante, les bornes d'intégration sont indépendantes de la coordonnée transverse, y . L'intégrale peut alors passer à l'intérieur de la dérivée sans faire apparaître de termes additionnels. Ainsi, en appliquant les conditions limites au fond (1.25) et à la surface (1.26), l'intégration de la conservation de la masse prend la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \int_0^H \langle u_k \rangle dz = 0, \quad (1.41)$$

dans laquelle $k = 1$ ou 2 . L'intégration de la conservation de la quantité de mouvement pour la composante principale, x , d'un écoulement stationnaire et uniforme peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \int_0^H \langle u_y \rangle \frac{\partial \langle u_x \rangle}{\partial y} dz + \langle u_x \rangle \langle u_z \rangle \Big|_{z=H} - \langle u_x \rangle \langle u_z \rangle \Big|_{z=0} &= \int_0^H \frac{\partial \tau_{x,y}}{\partial y} dz \\ &+ \tau_{x,z} \Big|_{z=H} - \tau_{x,z} \Big|_{z=0} + gSH. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Le terme de contrainte au fond, $\tau_{x,z}(z=0)$, est noté τ_f afin d'alléger l'écriture. L'application des conditions limites décrites par (1.25) et (1.26) permet de simplifier l'intégration précédente sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_H \langle u_x \rangle \langle u_y \rangle \right) &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_H \tau_{x,y} \right) \\ \text{advection par les termes moyens} &\quad \text{flux turbulent} \\ &\quad -\tau_f \quad + gSH. \end{aligned} \quad (1.43)$$

contrainte au fond gravité

Notons que jusqu'ici nous n'avons fait intervenir aucun modèle et que l'équation (1.43) représente la stricte intégration de la conservation de la quantité de mouvement. Dans cette équation apparaissent des flux transverses. Ces flux transverses redistribuent la vitesse principale au travers de la section et influencent ainsi la courbure du profil transverse moyen de la vitesse (voir la figure 1.15).

1.3.4.2 Cas d'un modèle de viscosité turbulente parabolique

De la même façon que pour le profil vertical (voir § 1.3.3.2), l'advection par les termes moyens est généralement négligée dans l'équation (1.42) du fait de la faible vitesse transverse moyenne $\langle u_y \rangle \ll \langle u_x \rangle$. La résolution des équations de Saint-Venant nécessite de modéliser le terme du tenseur de Reynolds, $\tau_{x,y}$. Dans un premier temps, nous considérerons un modèle de viscosité turbulente isotrope, lequel assure un transfert de quantité de mouvement aussi important dans la direction verticale que transverse. Le terme du tenseur de Reynolds dans ce cas est modélisé par :

$$-\langle u'_x u'_y \rangle = \nu_t \frac{\partial \langle u_x \rangle}{\partial y}. \quad (1.44)$$

De manière à l'intégrer verticalement, nous devons définir une expression pour la vitesse principale. L'une des possibilités est de décomposer celle-ci comme le produit du profil vertical et d'une amplitude transverse. Nous obtenons ainsi le produit de deux fonctions :

$$\langle u_x(y, z) \rangle = U_x(y) \ln(z/z_0) \frac{1}{B}. \quad (1.45)$$

L'intégration de la composante du tenseur de Reynolds (1.44) utilisant cette décomposition du champ de vitesse aboutit alors à :

$$\int_H -\langle u'_x u'_y \rangle dz = \mathcal{D}C_f \frac{H^2}{2} \frac{\partial U_x^2}{\partial y}, \quad (1.46)$$

avec la constante, $\mathcal{D} = \frac{6\mathcal{B}+1}{36}$, résultant de l'intégration. L'adoption de ce modèle permet de simplifier les équations de Saint-Venant (1.42) sous la forme :

$$C_f U_x^2 - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathcal{D} C_f \frac{H^2}{2} \frac{\partial U_x^2}{\partial y} \right) = gSH. \quad (1.47)$$

La solution analytique respectant la condition limite de vitesse nulle aux berges, $U_x(y = \pm L/2) = 0$, s'écrit alors :

$$U_x^2 = U_\infty^2 \left(1 - \frac{\cosh(y/\mathcal{L})}{\cosh(L/(2\mathcal{L}))} \right), \quad (1.48)$$

dans laquelle la variable U_∞ est la vitesse au centre de la section et la constante \mathcal{L} est comparable à une longueur de diffusion :

$$U_\infty = \sqrt{\frac{gSH}{C_f}} \quad \text{et} \quad \mathcal{L} = H \sqrt{\frac{\mathcal{D}}{2}}. \quad (1.49)$$

Pour la Seine, le profil de vitesse au centre de la section est celui qui est le plus proche de la condition d'un écoulement infiniment large (voir figure 1.21). Il permet ainsi d'estimer l'échelle de la viscosité turbulente ν_0 et celle de la hauteur de la sous-couche z_0 . La viscosité turbulente étant considérée isotrope dans ce modèle, ces valeurs nous permettent d'estimer le coefficient $\mathcal{D} = 1.38$. Celui-ci engendre un profil transverse de vitesse (figure 1.22) dont la courbure ne reproduit pas celle des mesures de vitesse près des berges. Ce simple modèle est donc insuffisant pour décrire l'écoulement en rivière.

La supposition d'un profil vertical de vitesse logarithmique restant valable sur l'ensemble de la section n'est pas satisfaite proche des berges (figure 1.23). Au niveau de celles-ci, le profil vertical de vitesse présente un maximum à mi-hauteur. Cette perturbation du profil vertical s'étend sur l'ensemble de la zone affectée par l'inflexion du profil transverse moyen (voir figure 1.15), soit sur environ deux tiers de la largeur de la rivière. Cette influence des berges est observée dans certaines expériences de laboratoire (Gibson, 1909 ; Nezu et Nakagawa, 1993) et est nommée « velocity dip phenomenon » dans la littérature. Ces profils sont généralement attribués à la présence de recirculation près des berges. Ce phénomène fait l'objet d'une analyse détaillée dans le chapitre 2.

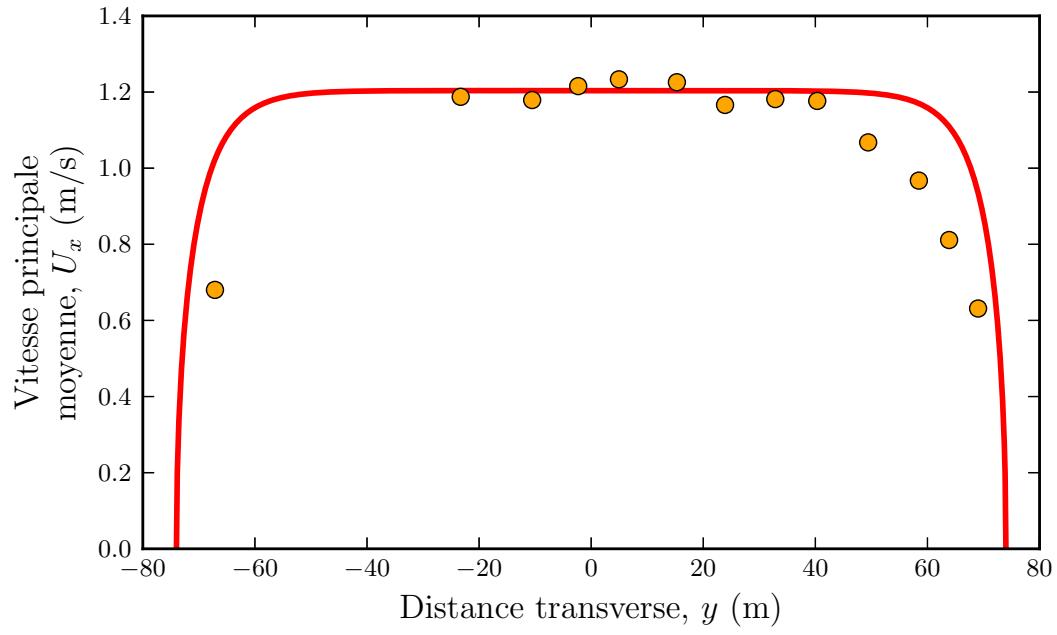


FIGURE 1.22 – Profil transverse de vitesse moyenne, U_x , comparé à un modèle de viscosité turbulente isotrope. ● Vitesses moyennes obtenues à partir de mesures ADCP. — Solution de l'équation (1.48), avec les paramètres $U_\infty = 1.2 \text{ m.s}^{-1}$ et $\mathcal{L} = 5.4 \text{ m}$, ce dernier est obtenu en utilisant la hauteur de la sous-couche $z_0 = 7.2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$.

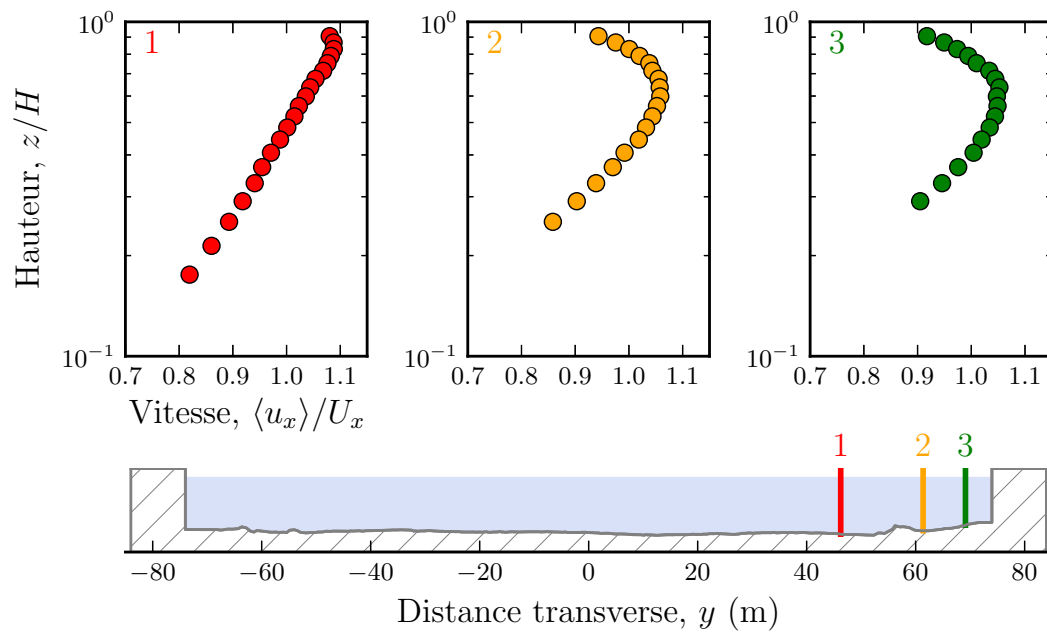


FIGURE 1.23 – Profils verticaux de la vitesse principale moyenne, $\langle u_x \rangle$, pour différentes positions transverses, y . Le profil 1 (—) se situe à environ 28 m du bord, le 2 (—) à environ 13 m, et le 3 (—) à environ 5 m de la berge.

1.3.5 Modèles avec équations de transport

Le modèle précédemment développé ne permet pas de reproduire la distribution de l'écoulement moyen au travers de la section. Ceci peut être dû à l'utilisation d'un modèle de fermeture turbulente trop simple. Des modèles permettent de ne pas imposer un profil de viscosité turbulente pour fermer les équations de Navier-Stokes comme précédemment, mais utilisent des équations supplémentaires pour le transfert turbulent de quantité de mouvement.

De nombreux codes numériques ont été développés afin de les résoudre (Rodi, 1993; Pope, 2000). Dans les rivières, ces approches restent peu utilisées (Nezu et Nakagawa, 1993; Rodi, 1993; Hervouet, 2007), notamment en raison de la complexité des maillages nécessaires pour reproduire les systèmes naturels. Ces maillages, généralement denses, engendrent des temps de simulation importants. Dans notre cas, la géométrie du système est simple et nous avons donc testé deux de ces modèles, pour tenter de reproduire l'écoulement moyen de la Seine.

1.3.5.1 Modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$

Le modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$ applique le concept de viscosité turbulente défini par analyse dimensionnelle comme le rapport entre l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse, notée \mathcal{K} , et de son taux de dissipation, noté ε . L'échelle de vitesse est alors définie comme $\sqrt{\mathcal{K}}$ et celle de longueur comme $\mathcal{K}^{3/2}/\varepsilon$, ainsi la viscosité turbulente prend la forme :

$$\nu_t = C_\mu \frac{\mathcal{K}^2}{\varepsilon}, \quad (1.50)$$

où C_μ est un coefficient numérique. L'évolution de \mathcal{K} et ε est définie en ajoutant deux équations, l'une pour \mathcal{K} et l'autre pour ε , obtenues à partir du remaniement des équations de Navier-Stokes (1.17). La première, décrivant l'évolution de \mathcal{K} , peut s'écrire :

$$\frac{\partial \mathcal{K}}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial \mathcal{K}}{\partial x_i} = \mathcal{P} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial \mathcal{K}}{\partial x_i} \right). \quad (1.51)$$

La seconde, qui rend compte de l'évolution de ε , est définie comme :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\varepsilon}{\mathcal{K}} (\mathcal{P} C_{1\varepsilon} - \varepsilon C_{2\varepsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right). \quad (1.52)$$

Dans ces deux équations, \mathcal{P} est un terme de production (Pope, 2000), qui s'écrit :

$$\mathcal{P} = \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j}. \quad (1.53)$$

Cette méthode introduit en tout cinq coefficients (table 1.2), pour lesquels des valeurs préconisées sur la base d'études de cas « simples » sont reportées dans de nombreux ouvrages, comme celui de Rodi (1993), et constituent le modèle dit standard.

	σ_k	σ_ε	C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$
Valeurs (Rodi, 1993)	1.0	1.3	0.09	1.44	1.92

TABLE 1.2 – Valeurs standards des coefficients du modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$.

Ce modèle est ensuite résolu numériquement, à l'aide d'un solveur commercial, nommé « FLUENT », de la société Ansys¹³. La résolution se fait dans un domaine rectangulaire reproduisant une demi-section de la Seine. Ce domaine est notamment constitué d'une condition périodique dans la direction principale, x , pour laquelle nous imposons un débit de $1000 \text{ m}^3/\text{s}$, proche de celui de la Seine lors de nos mesures.

L'écoulement obtenu par ce modèle reproduit convenablement les observations au centre de la section (figure 1.24). En revanche, près des berges, il ne reproduit ni la courbure du profil transverse, U_x , ni le profil vertical de la vitesse moyenne $\langle u_x \rangle$. Le profil transverse obtenu reste très proche de celui issu du modèle utilisant un profil de viscosité turbulente parabolique (voir le § 1.3.4.2), et illustre la probable influence d'échanges non isotropes qui ne peuvent être pris en compte par ces modélisations, car celles-ci reposent sur le concept d'une viscosité turbulente isotrope. Pour passer outre cette limitation, nous avons besoin d'utiliser des modèles proposant des équations de transport pour l'ensemble des termes du tenseur de Reynolds.

1.3.5.2 Modèle RSM

Le modèle de transport du tenseur de Reynolds, en anglais *Reynolds Stress Model* (RSM), permet de s'affranchir du concept de viscosité turbulente en définissant une équation de transport pour chacun des termes du tenseur de Reynolds à partir des équations de Navier-Stokes. La forme générale de cette équation de

13. L'utilisation de ces modèles nous a été rendue possible grâce à la coopération de Stéphane Monte et Pierre Sagaut de l'équipe Fluide Réactif et Turbulence (FRT) de l'Institut Jean le Rond d'Alembert.

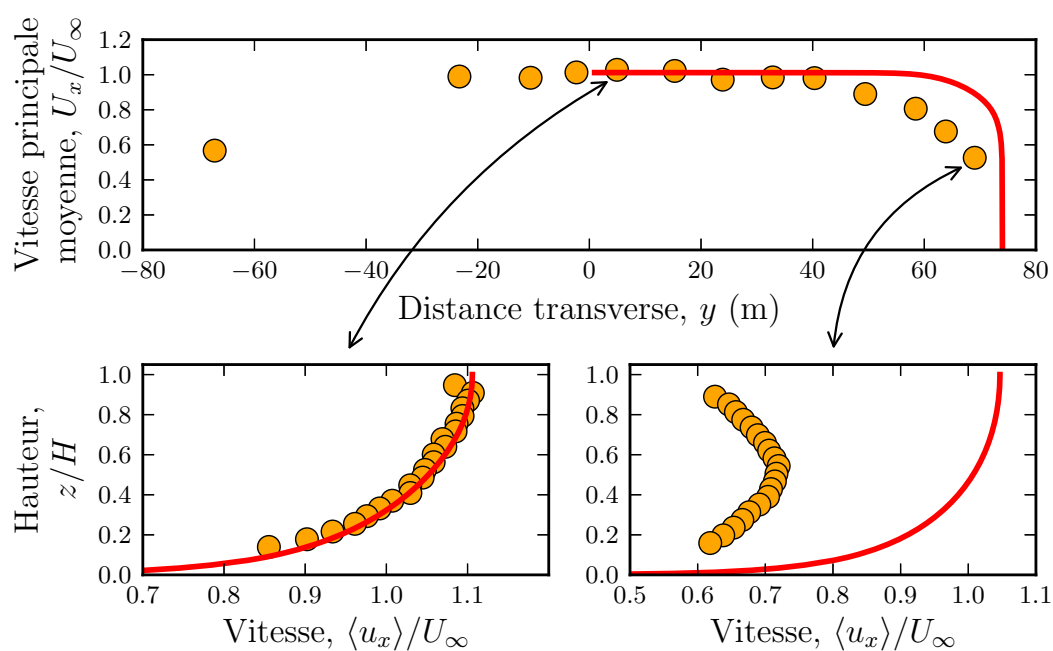


FIGURE 1.24 – Profils de la vitesse principale moyenne obtenus à partir d'un modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$, utilisant les constantes standards. Les vitesses sont adimensionnées en utilisant la vitesse moyenne au centre de la section U_∞ , celle-ci vaut 1.2 m.s^{-1} pour les mesures et 0.9 pour le modèle. ● Moyennes issues des mesures ADCP. — Profils résultant du modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$.

	σ_k	σ_ε	C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_1	C'_1	C_2	C'_2
Valeurs Fluent (Gibson et Launder, 1978)	1.0	1.3	0.09	1.44	1.92	1.8	0.5	0.6	0.3

TABLE 1.3 – Valeurs standards des coefficients du modèle RSM avec une fermeture utilisant un modèle *Linear Pressure-Strain* (Gibson et Launder, 1978 ; Rodi, 1993).

transport s'écrit :

$$\frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial t} + \langle u_k \rangle \frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial x_k} = \mathcal{P}_{ij} + \mathcal{R}_{ij} - \varepsilon_{ij}, \quad (1.54)$$

dans laquelle, \mathcal{P}_{ij} représente le tenseur de production, ε_{ij} le tenseur de dissipation, et \mathcal{R}_{ij} le tenseur des taux de déformations (Pope, 2000). L'advection du tenseur de Reynolds par le champ moyen (représenté par le second terme de gauche de l'équation 1.54), ainsi que les tenseurs \mathcal{R}_{ij} et ε_{ij} nécessitent une fermeture afin d'être modélisés. Plusieurs modèles de fermeture ont été proposés avec, comme pour le modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$, des valeurs standards pour les constantes qu'ils introduisent (Launder, 1989 ; Rodi, 1993 ; Pope, 2000). Dans cette étude, nous utilisons le modèle de fermeture nommé *Linear Pressure-Strain Model* dont les valeurs des constantes sont reportées dans la table 1.3. Comme précédemment, nous utilisons FLUENT pour résoudre ce modèle avec le même maillage et les mêmes conditions aux limites.

Les profils de vitesse issus d'une simulation RSM reproduisent convenablement l'écoulement au centre de la section (figure 1.25). Mais comme pour les deux précédents modèles, l'écoulement issu de la modélisation montre de grandes disparités avec les mesures proches des berges. Notons cependant l'amélioration de la courbure, avec une inflexion du profil transverse de vitesse entre 40 et 60 m de distance. Cette inflexion s'accompagne de l'apparition d'un petit saut dans la courbure (vers $y \approx 70$ m). Ces modifications du profil de vitesse moyen sont dues à la présence de recirculations perpendiculaires à l'écoulement principal (figure 1.26). Ces recirculations sont organisées en cellules dont le sens de rotation s'alterne et sont présentes uniquement proche des berges. Elles se caractérisent par une hauteur comparable à celle de l'écoulement et une largeur variable, qui s'agrandit avec la distance à la berge. Cet allongement s'accompagne d'une diminution de leur vitesse de rotation. Au final, ces cellules engendrent des vitesses verticale et transverse non nulles proche des berges et créent des flux de quantité de mouvement. Rappelons que ces

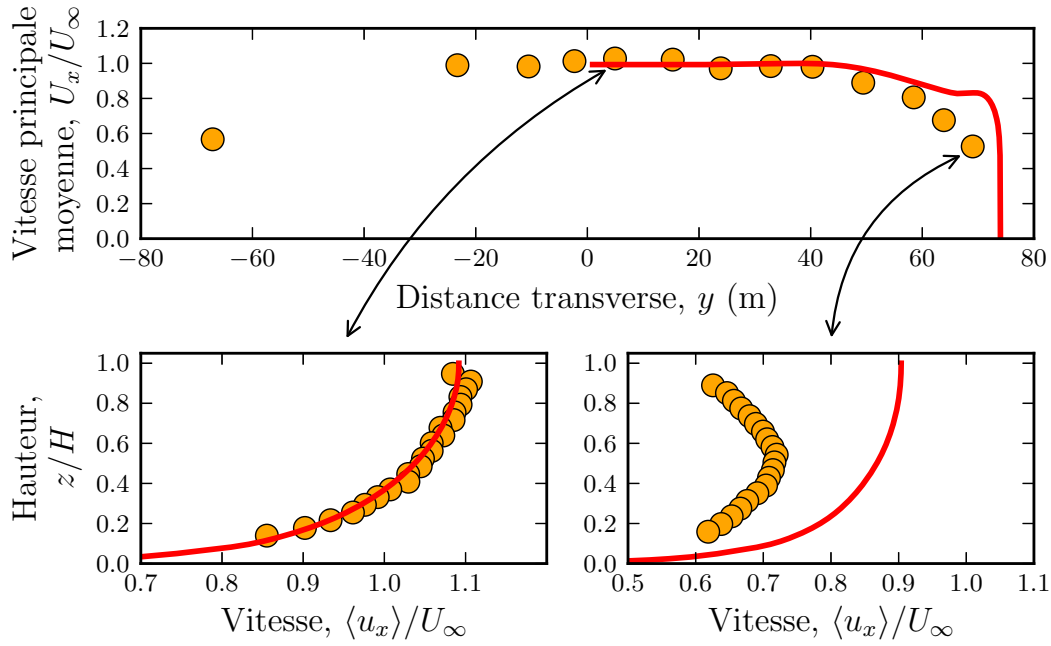


FIGURE 1.25 – Profils de la vitesse principale moyenne calculés à partir d'une simulation RSM utilisant les constantes standards. ● Moyennes issues des mesures ADCP. — Profils obtenus avec le modèle RSM.

flux ont été négligés lors de la fermeture de l'équation de Saint-Venant (1.43). Or, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.25, ceux-ci influencent le profil moyen de la vitesse principale.

L'utilisation de profileurs acoustiques permet de mesurer plusieurs composantes du champ de vitesse. Si des cellules de recirculation, sont présentes dans l'écoulement des rivières, nous devrions donc être capable de les mesurer.

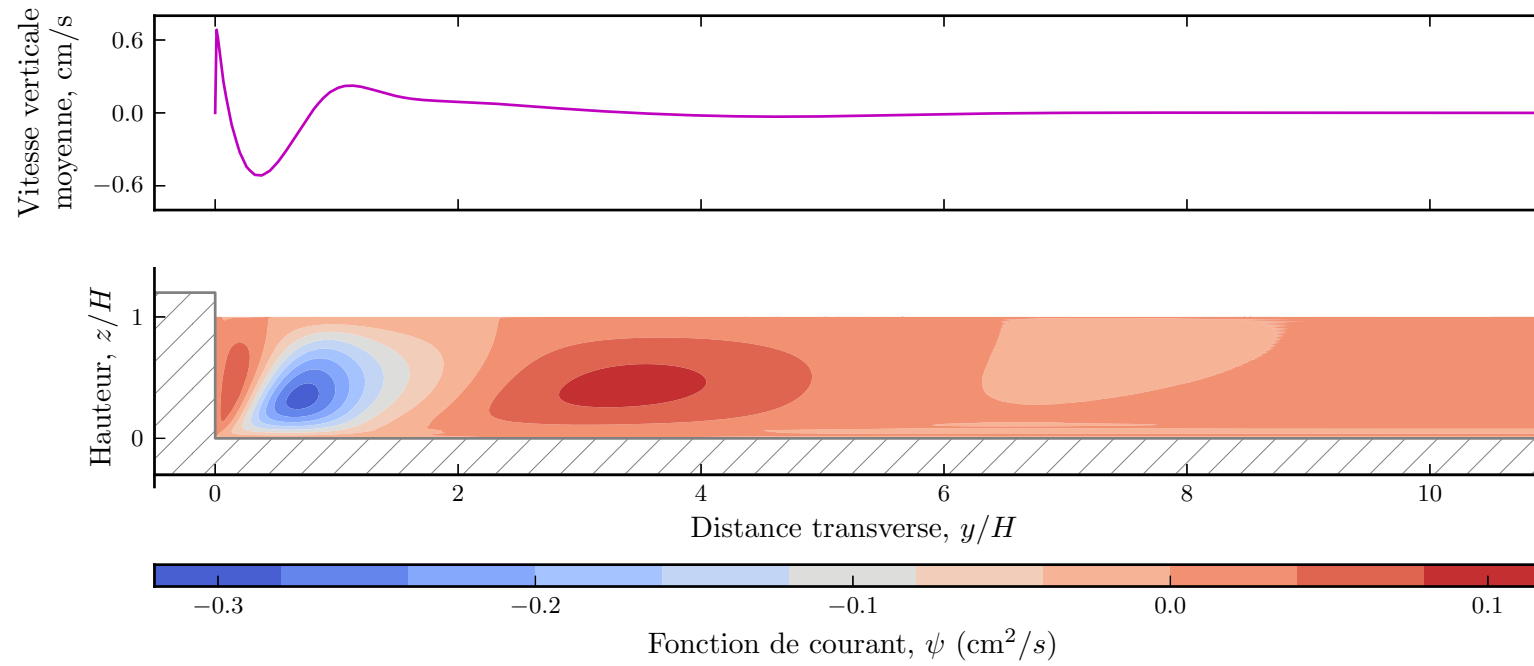


FIGURE 1.26 – Cellules de recirculation obtenues avec un modèle de transport du tenseur de reynolds (RSM) pour une demi section de rivière de rapport d'aspect identique à celui de la Seine. En haut, la vitesse verticale moyennée en temps et sur la hauteur de l'écoulement (—). En bas, la fonction de courant, ψ ($u_y = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ et $u_z = -\frac{\partial \psi}{\partial z}$), calculée sur le résultat du modèle.

Chapitre 2

Écoulements secondaires

Les écoulements secondaires peuvent être définis comme des écoulements se trouvant dans le plan perpendiculaire à l'écoulement principal. Dans ce chapitre nous nous intéresserons uniquement aux écoulements secondaires formant des cellules de recirculation de taille comparable à la hauteur de l'écoulement.

2.1 Recirculations perpendiculaires à l'écoulement principal

2.1.1 Dans les méandres

De nombreuses rivières s'écoulent de façon sinueuse. Cette courbure influence l'écoulement et engendre une cellule de recirculation perpendiculaire à l'écoulement principal qui s'étend sur l'ensemble de la largeur de la section. L'existence de cette recirculation est expliquée par l'action d'une force centrifuge agissant de l'intérieur vers l'extérieur de la courbure du méandre (Thomson, 1876 ; Einstein, 1954 ; Rozovskii, 1957 ; Callander, 1978). Depuis, de nombreuses observations ont été entreprises, notamment celles de Thorne et Hey (1979), dont les mesures de vitesses transverses moyennes, bien qu'espacées, illustrent l'existence de cette recirculation (figure 2.1). Cet écoulement impacte les phénomènes d'érosions-dépôts et participe au phénomène de migration des méandres, qui se caractérise par l'évolution de la sinuosité du méandre sans modification de sa largeur. L'action de la force centrifuge apparaissant explicitement dans les équations de Navier-Stokes, les nombreux modèles permettant de les résoudre reproduisent cette recirculation, que ce soit en utilisant des modèles de diffusion turbulente (Chang, 1992), des modèles de transport du tenseur de Reynolds RSM (Zeng et collab., 2008), ou encore des modèles appelés « large eddy simulation » LES (Van Balen et collab., 2010).

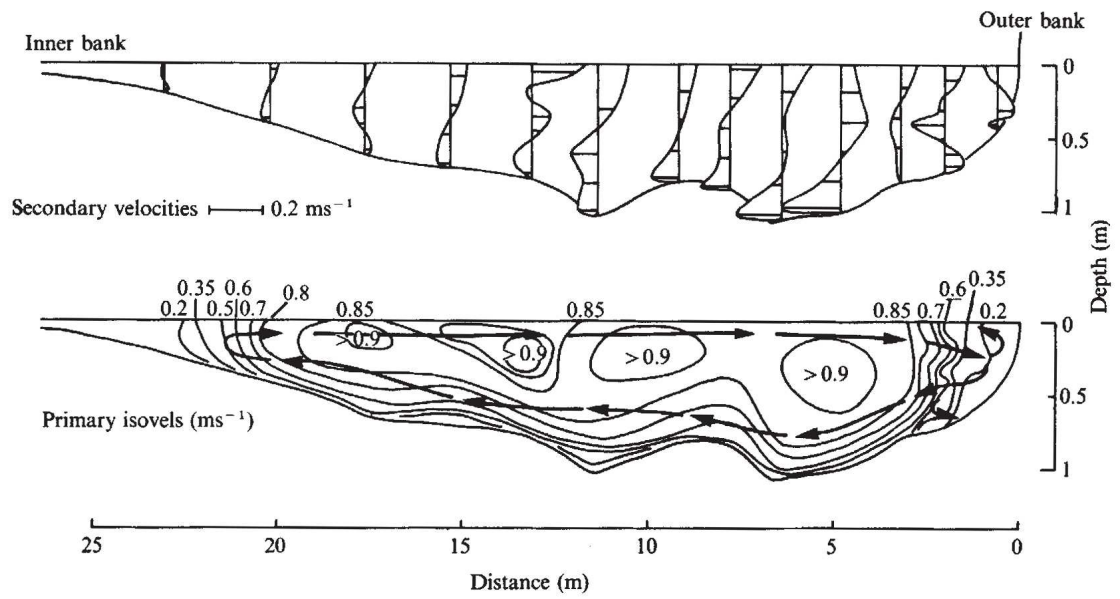


FIGURE 2.1 – Mesures de recirculations dans un méandre réalisées par Thorne et Hey (1979) à l'aide d'un anémomètre magnétique mesurant deux composantes du champ de vitesse en un point. En haut, la vitesse transverse moyenne $\langle u_y \rangle$; en bas, la vitesse principale moyenne $\langle u_x \rangle$.

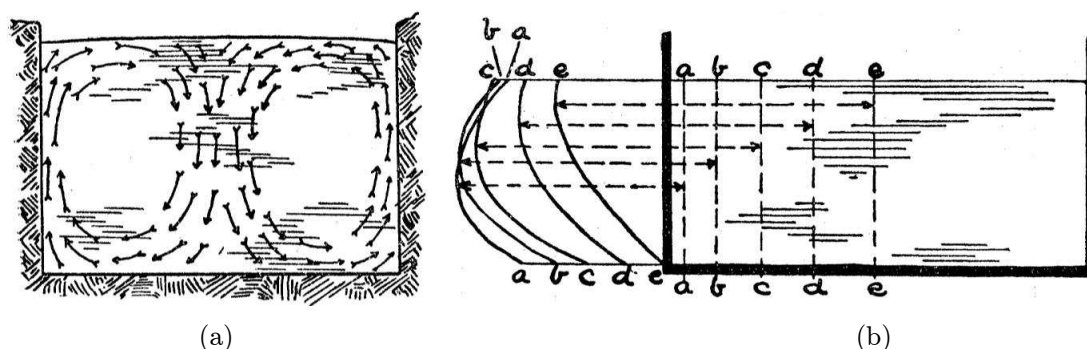


FIGURE 2.2 – Influence des recirculations dans un petit canal rectangulaire issues des travaux de Gibson (1909). (a) : Illustration des recirculations. (b) : Représentation des profils verticaux de la vitesse principale moyenne.

2.1.2 Dans les sections rectilignes

2.1.2.1 Proche des bords

Contrairement aux méandres, les écoulements dans une section rectiligne ne sont pas soumis à l'action d'une force centrifuge. Toutefois, des observations ont montré l'existence de recirculations également perpendiculaires à l'écoulement principal dans des chenaux à section rectangulaire. Celles réalisées par Gibson (1909) esquissent (figure 2.2) l'une des premières représentations de ces cellules et de leur influence sur l'écoulement principal. Cette représentation illustre, entre autre, l'organisation de cet écoulement secondaire en cellules dont le sens de rotation s'alterne. Ces recirculations sont nommées par Prandtl (1952) *Secondary flows of the second kind* en opposition à celles engendrées par la force centrifuge portant le nom de *secondary flow of the first kind*. Depuis, les mesures de ces structures se sont affinées, profitant de l'apparition de nouveaux instruments, que ce soit dans des conduites fermées (Brundrett et Baines, 1963 ; Hinze, 1973), dans des canaux ouverts (Nezu et Rodi, 1986) ainsi que pour des écoulements dans un tuyau incliné (Hallez et Magnaudet, 2009 ; Znaïen et collab., 2009). Très proches du bord, les mesures révèlent deux cellules plus ou moins superposées, celle du dessus tournant en sens inverse de celle du dessous (voir la figure 2.3). L'origine de ces écoulements est attribuée à l'anisotropie de la turbulence induite par la présence des bords (Einstein et Li, 1958 ; Gessner, 1973). Dans ces conditions, le tenseur de Reynolds (voir équation 1.24) n'est plus symétrique. Seuls les modèles intégrant cette asymétrie, comme les modèles RSM (voir § 1.3.5.2), sont capables de les reproduire (voir la figure 1.26). Ce mécanisme ne permet pas de les maintenir lorsque l'on s'éloigne des bords, et ces écoulements secondaires ne devraient donc pas exister tout au long de la section.

2.1.2.2 Tout au long de la section

En règle générale, les rivières présentent des rapports d'aspects importants (voir la figure 1.9). En conséquence, nous pourrions nous attendre à des écoulements secondaires uniquement à proximité des berges (voir la figure 1.26). Or, des indices indirects, laissés par l'oscillation de la concentration des particules en suspension (Vanoni, 1940) ou par l'observation de motifs sédimentaires présents sur le fond (Karcz, 1966), ont permis d'entrevoir leur existence jusqu'au centre de la section. Ces indices ont depuis été confirmés par des mesures en laboratoire. Les premières furent réalisées en introduisant des rides artificielles sur le fond, afin de tester si celles-ci étaient à l'origine de ces recirculations (Colombini, 1993 ; Nezu et Nakagawa, 1993 ; Wang et Cheng, 2005). Ce lien de causalité a été remis en question par de récentes mesures qui ont révélé l'existence de recirculations en l'absence de formes de fond régulières (Rodriguez et Garcia, 2008 ; Blanckaert et collab., 2010 ; Albayrak et Lemmin, 2011). En particulier, Blanckaert et collab. (2010) ont obtenu des mesures très précises de ces recirculations dans une section rectangulaire en utilisant un profileur acoustique convergent (figure 2.3). Elles se caractérisent par une taille assez régulière, de l'ordre de la hauteur de l'écoulement, et par une alternance de leur sens de rotation. En particulier, ces observations illustrent la faible vitesse de ces recirculations, qui est de l'ordre de 1% de la vitesse principale.

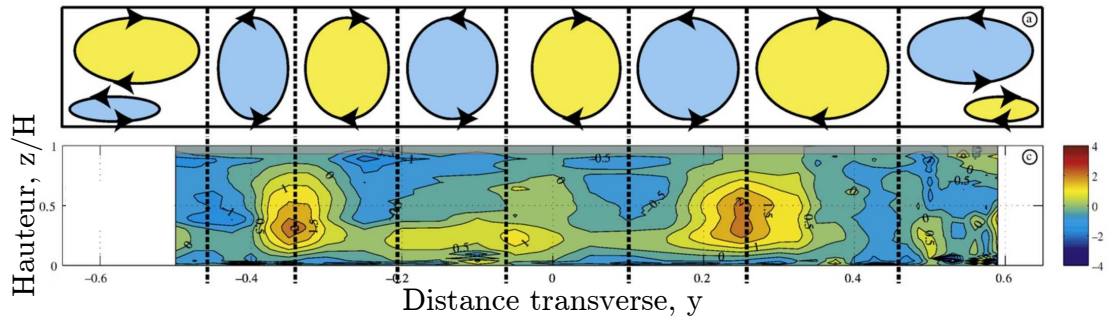


FIGURE 2.3 – Mesures réalisées par Blanckaert et collab. (2010) dans une section rectiligne à l'aide d'un profileur acoustique convergent. En haut, représentation schématisée des cellules. En bas, vitesses verticales, $100\langle u_z \rangle / U_x$.

En dehors des laboratoires, peu de mesures précises de ces structures existent. Leur faible vitesse nécessite d'une part, des instruments perturbant faiblement l'écoulement et d'autre part, l'acquisition du champ de vitesse sur une durée suffisamment grande pour permettre de définir convenablement une valeur moyenne. Nezu et Rodi (1986) sont les seuls, à notre connaissance, à reporter des mesures de ces cellules dans une rivière de rapport d'aspect $R = 8$, réalisées à l'aide d'un vélocimètre ponctuel. À ce jour, l'ensemble des mesures a été réalisé pour des

écoulements avec des rapports d'aspect relativement faibles et dont les nombres de Reynolds sont constants en ordre de grandeur (voir la table 2.1). Or, seules les rivières présentant un rapport d'aspect important permettent de bien dissocier les cellules créées par la présence des bords de celles potentiellement présentes au centre de ces écoulements, pour lesquels l'influence des bords peut être écartée.

2.2 Pouvons nous mesurer ces écoulements dans les rivières ?

2.2.1 Cas d'un grand rapport d'aspect : la Seine

Le rapport d'aspect important de la Seine, $R = 22.5$ m, et l'absence de formes de fond sur son lit (voir la figure 1.16) en font une candidate idéale pour voir si nous pouvons observer ces cellules jusqu'au centre de la section pour des écoulements dont le nombre de Reynolds est important ($Re = 7 \cdot 10^6$).

2.2.1.1 Aux limites d'un ADCP

À l'origine, les ADCP sont des instruments développés pour étudier les courants marins. Dans les océans, les structures étudiées avec ces instruments ont des tailles relativement grandes par rapport à la profondeur sur laquelle est réalisée la mesure. Ces instruments ont ensuite été adaptés pour les rivières en négligeant la présence éventuelle de structures de taille comparable à la hauteur d'eau, telles que les cellules de recirculation secondaires.

En présence de ces cellules de recirculation, l'écoulement dans la direction transverse n'est plus homogène. Or, nous avons vu au cours de la section 1.1.4.2 que les ADCP calculent les composantes du champ de vitesse en supposant que l'écoulement soit homogène (Gargett, 1994). En conséquence, ces instruments ne peuvent pas calculer les composantes de vitesse dans le plan perpendiculaire à l'écoulement principal en présence de ces cellules de recirculation. Pour les deux faisceaux alignés dans ce plan (faisceaux 1 et 2 sur la figure 2.4), l'équation (1.9) qui permet de calculer la composante verticale et transverse de la vitesse n'est pas vérifiée.

Cette importante limitation des ADCP peut être illustrée en utilisant le champ de vitesse calculé par des modèles numériques capables de générer des écoulements inhomogènes (voir le § 1.3.5.2). Nous utilisons alors les valeurs des vitesses moyennes issues de ces modèles pour calculer les vitesses radiales le long des deux faisceaux d'un ADCP fictif (figure 2.5). Pour ces deux faisceaux, les vitesses radiales, notées respectivement v_1 et v_2 , sont calculées à l'aide du système (1.8) qui

Étude	Largeur, L (m)	Profondeur, H (m)	Rapport d'aspect, $R = L/H$	Vitesse principale, U (m/s)	Nombre de Reynolds, Re
Nezu et Rodi (1986)	17.5 et 4.1	2.2 et 1.6	8 et 2.5	0.36 et 0.42	$8 \cdot 10^5$
Rodriguez et Garcia (2008)	0.9	0.11 et 0.15	6.3 et 8.5	0.48 et 0.72	$6 \cdot 10^4$
Blanckaert et collab. (2010)	1.3	0.11 à 0.21	6.2 à 11.9	0.38 à 0.43	$6.4 \cdot 10^4$
Albayrak et Lemmin (2011)	2.4	0.12 à 0.19	12.25 à 20	0.36 à 0.43	$6 \cdot 10^4$
Cette étude : la Seine	140	6.2	22.5	1.2	$7 \cdot 10^6$
Cette étude : l'École	4 à 8	0.4 à 0.5	10 à 16	≈ 0.05	$2 \cdot 10^4$

TABLE 2.1 – Mesures d'écoulements secondaires sur l'ensemble de la largeur d'une section dans la littérature.

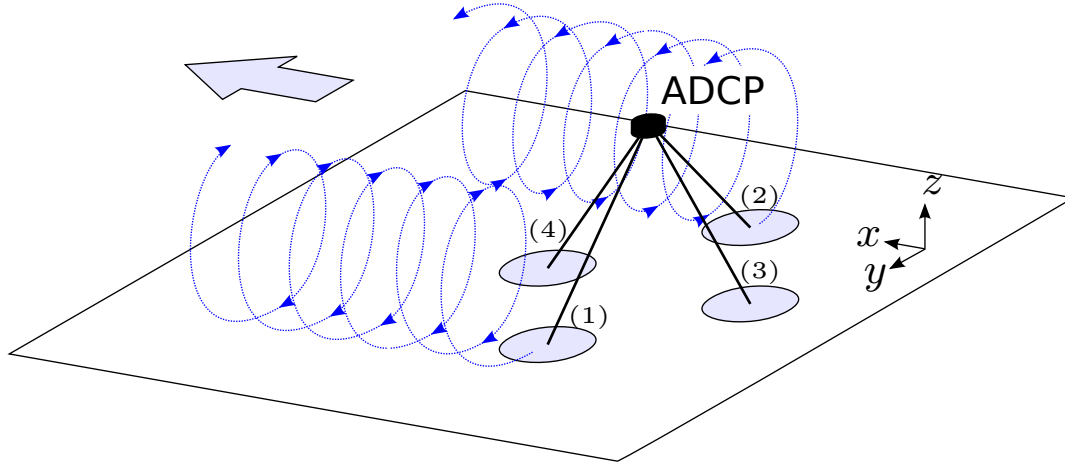


FIGURE 2.4 – Représentation schématique d'un ADCP en présence de recirculations secondaires. L'écoulement principal se fait dans la direction x et seuls les faisceaux alignés dans cette direction peuvent être utilisés dans le cadre de l'approximation d'un écoulement homogène.

conduit aux expressions :

$$\langle v_1 \rangle = \langle u_{y,1} \rangle \sin(\beta) + \langle u_{z,1} \rangle \cos(\beta), \text{ et} \quad (2.1)$$

$$\langle v_2 \rangle = -\langle u_{y,2} \rangle \sin(\beta) + \langle u_{z,2} \rangle \cos(\beta), \quad (2.2)$$

où β est l'angle d'inclinaison des faisceaux par rapport à la verticale. Pour notre modèle d'ADCP, cet angle vaut 20° . La reconstruction du profil de vitesse transverse,

$$\langle u_y \rangle = \frac{\langle v_1 \rangle - \langle v_2 \rangle}{2 \sin \beta}, \quad (2.3)$$

par l'ADCP en son centre diffère du profil de vitesse issu du modèle, illustrant la limite de l'hypothèse d'homogénéité utilisée par les ADCP.

Cette limitation, inhérente à la configuration des faisceaux en champ divergent, empêche l'utilisation de ces instruments pour le calcul du tenseur de Reynolds bien que cela ait été proposé dans la littérature (Stacey et collab., 1999; Vermeulen et collab., 2011). Elle interdit aussi l'exploration complète du champ de vitesse dans les sections droites et a fortiori dans les méandres.

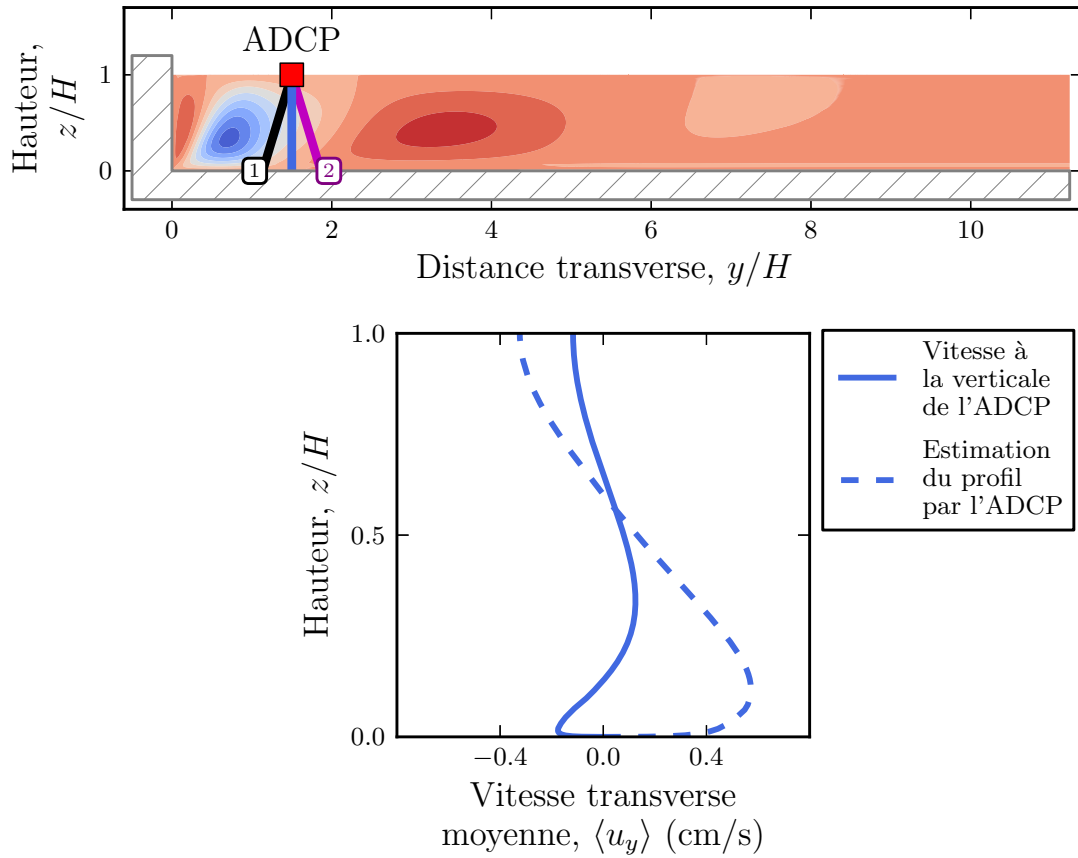


FIGURE 2.5 – Comparaison de la vitesse transverse moyenne calculée par un ADCP fictif (—), à partir du faisceau 1 (—) et 2 (—), à la valeur observée (—) dans une simulation d'un écoulement présentant des cellules de recirculation proche de la berge.

En revanche pour les deux faisceaux alignés le long de l'écoulement principal (faisceaux 3 et 4 sur la figure 2.4), l'écoulement peut toujours être considéré comme homogène. Ces deux faisceaux nous permettent alors d'évaluer la composante principale, u_x , et verticale, u_z , de la vitesse équation (1.10). À l'aide de la composante verticale, nous allons pouvoir vérifier la présence éventuelle de ces cellules de recirculation dans la Seine.

2.2.1.2 Vitesse verticale moyenne

La faible vitesse des cellules de recirculation nous oblige à conduire les mesures pendant les périodes de crue, pour lesquelles nous nous attendons à avoir des vitesses d'écoulement plus importantes. Nous avons ainsi réalisé plusieurs séries de mesures au niveau de la passerelle Simone de Beauvoir (voir la figure 1.10) pendant l'unique période de crue annuelle qui, d'ordinaire, se produit entre janvier et février.

La première série de mesures, réalisée en 2012, a été faite sans synchronisation entre l'horloge de l'ADCP et celle du théodolite. La légère différence de fréquence d'acquisition entre les deux instruments nous oblige à grouper l'ensemble des points engendrés par l'oscillation du radeau autour de son point d'encrage (voir la figure 1.12) en un seul dont la position transverse sera la moyenne des positions. Ces mesures ne couvrant qu'une trentaine de mètres de la largeur de la rivière, nous les avons complétées, en 2013, par une seconde série. Lors de cette seconde série, les horloges des deux instruments ont été synchronisées. Cette synchronisation nous a permis notamment de regrouper les données dans des groupes régulièrement espacés afin d'en faire la moyenne. La taille de ces groupes résulte d'un compromis entre le nombre de données nécessaires afin de définir convenablement une moyenne d'une part, et une largeur inférieure à la hauteur d'eau pour conserver plusieurs points par cellules de recirculation d'autre part. Au final, les groupes sont espacés de deux mètres et contiennent entre 551 et 1914 mesures, soit l'équivalent d'au minimum 9 minutes de mesures pour chacun des groupes.

La figure 2.6 représente la vitesse verticale, à mi-profondeur dans l'écoulement, issue des deux séries de mesures ainsi que la déviation standard figurée par les aplats de couleurs. Nous y distinguons nettement une oscillation de la vitesse verticale moyenne dont la longueur d'onde et l'amplitude semblent clairement définies. Afin d'en estimer les valeurs, nous avons ajusté un cosinus aux données. Nous obtenons ainsi une amplitude de $0.4 \pm 0.1 \text{ cm.s}^{-1}$ et une longueur d'onde de $12 \pm 0.5 \text{ m}$, confirmée par la transformée de Fourier du signal (figure 2.7). Cette longueur d'onde semble identique pour les deux séries de mesures, en raison de la faible variation de la hauteur d'eau, $H = 5.9 \text{ m}$ en 2012 et $H = 6.2 \text{ m}$ en 2013. Nous pouvons également remarquer que cette longueur d'onde vaut environ le double

de la profondeur de l'écoulement, ce qui correspond à la longueur d'onde produite par un système de rouleaux contrarotatifs dont la taille serait proportionnelle à la hauteur d'eau. La vitesse de ces structures, $\approx 0.4 \text{ cm.s}^{-1}$, est très faible comparée à la vitesse d'écoulement principal qui est de l'ordre de 1.2 m.s^{-1} (voir la figure 1.15).

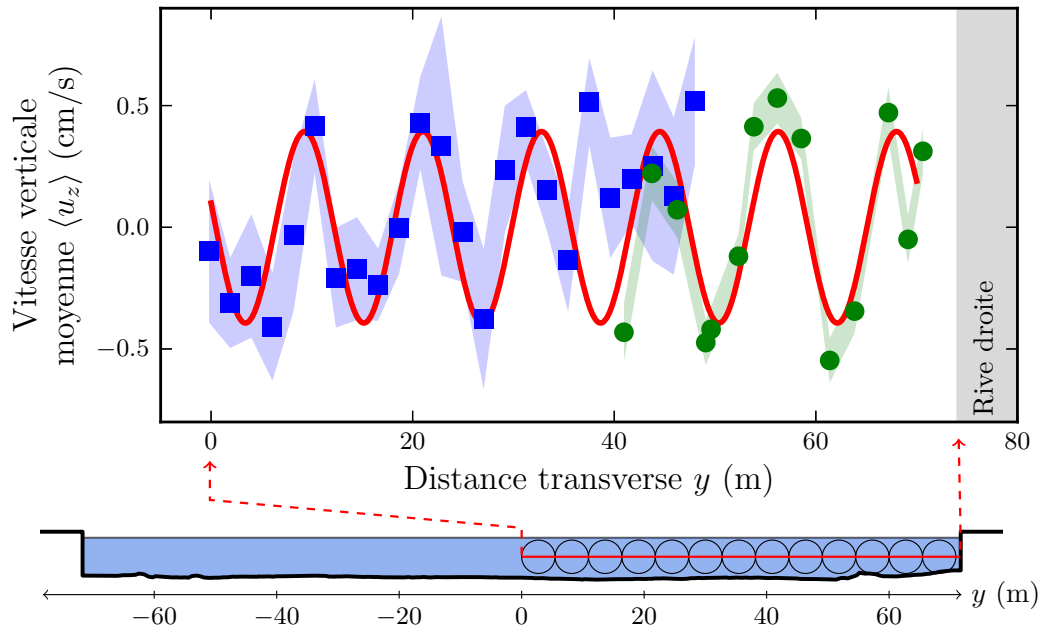


FIGURE 2.6 – Vitesse verticale moyenne le long de la section. ● Données acquises en 2012, débit de $780 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. ■ Données acquises en 2013, débit de $950 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. — Résultat de l'ajustement d'un cosinus.

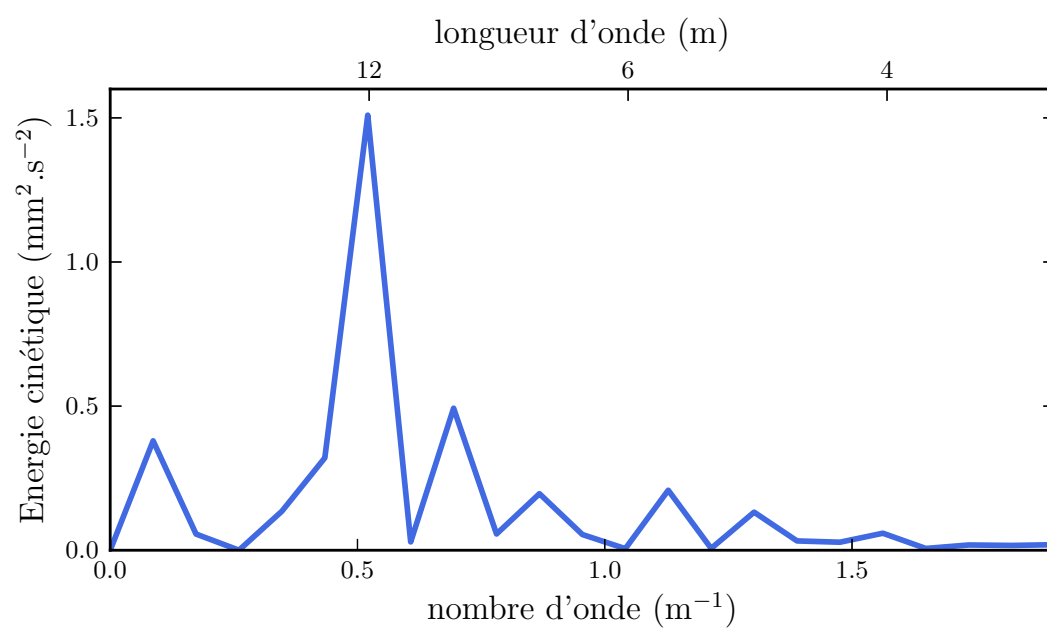


FIGURE 2.7 – Transformée de Fourier de la vitesse verticale moyenne (voir la figure 2.6).

2.2.2 Cas d'un rapport d'aspect plus petit : l'École

Pour étudier les vitesses dans des rivières de rapport d'aspect plus petit et dont le nombre de Reynolds est également plus faible, nous avons dû développer une nouvelle instrumentation. Celle-ci permet d'éviter les problèmes liés aux faisceaux divergents des ADCP, qui limite son usage en présence de courants secondaires. À l'aide de ce nouveau dispositif instrumental, nous avons entrepris plusieurs séries de mesures sur L'École, un affluent de la Seine (figure 2.8). Celles-ci nous permettent, entre autres, d'étudier l'existence et la mise à l'échelle de ces écoulements secondaires.

2.2.2.1 Nouveau dispositif instrumental

Pour mesurer la vitesse, nous avons utilisé un profileur acoustique, l'« ub-lab » de la société Ubertone¹⁴, qui nous permet de contrôler des transducteurs. Cet instrument, initialement destiné à l'utilisation en laboratoire, permet de réaliser des profils dont la taille des cellules peut être réduite jusqu'à 2.5 mm, et dont la distance du profil peut atteindre l'ordre du mètre. Le transducteur que nous avons utilisé fonctionne à une fréquence de 1.5 MHz et émet un faisceau focalisé.

Le support permettant de déplacer la sonde au travers de la section d'une rivière a été réalisé à base de poutres de scène de concert en aluminium (voir la figure 2.9). Une fois assemblés, les morceaux d'un mètre forment une poutre rigide sur laquelle nous avons monté un rail de 3 m équipé d'une courroie coulissante. Celui-ci est fixé sur un dispositif permettant aisément de le déplacer latéralement le long de la poutre. Une potence, dont l'inclinaison peut être réglée selon deux axes, est fixée à la courroie et assure le maintien du transducteur acoustique par l'intermédiaire d'un tube en aluminium. Ce dernier nous permet d'ajuster la hauteur du transducteur afin que celui-ci soit plongé de quelques centimètres dans l'écoulement. L'ensemble de cette structure est installé au-dessus des écoulements grâce à quatre pieds indépendants, qui nous permettent de régler l'inclinaison de la poutre. L'avantage de cette structure est qu'elle est facilement transportable tout en étant relativement simple à monter sur le site de mesure.

La sonde acoustique peut être alors soit enchâssée dans le tube en aluminium, garantissant ainsi son alignement avec ce dernier, soit fixée perpendiculairement à celui-ci par l'intermédiaire d'une noix de serrage. Ces deux configurations nous permettent d'explorer la composante transverse de la vitesse lorsque la sonde est montée perpendiculairement, et la composante verticale lorsque celle-ci est alignée

14. Société UBERTONE (2014). URL : <http://www.ubertone.fr/index.php/fr/produits/ublab>.



FIGURE 2.8 – Carte des sites de mesure sur l'École. Les coordonnées GPS du premier site sont 48.461451 N-2.488803 E, et celles du second sont 48.451500 N-2.477705 E. Données cartographiques : *OpenStreetMap*.

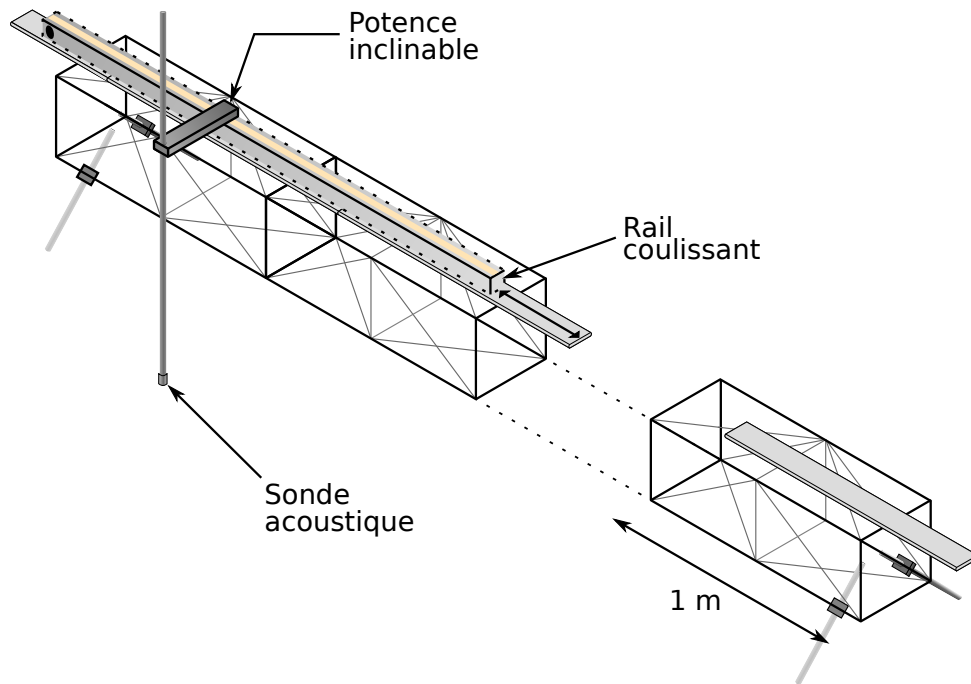


FIGURE 2.9 – Représentation schématique du dispositif instrumental permettant de faire des profils de vitesse avec une sonde acoustique dans des rivières peu profondes.

le long du tube. De plus, l'angle de la sonde par rapport à la surface de l'écoulement est contrôlé à l'aide d'un niveau à bulle et d'un capteur de pente dont la précision est de l'ordre de 10^{-2} degrés. La distance transverse, quant à elle, est mesurée grâce à un mètre ruban solidaire de la courroie du rail coulissant.

2.2.2.2 Sites de mesure

L'École est une rivière qui prend sa source dans le village du Vaudoué, à l'orée de la forêt domaniale de Fontainebleau, et dont le cours fut aménagé afin d'alimenter divers anciens moulins. Nous nous sommes intéressés à cette rivière en raison de sa proximité géographique, de sa simplicité d'accès, de sa taille variant entre 5 et 10 m de large, ainsi que de son courant relativement important. Nous avons entrepris des mesures sur deux tronçons rectilignes (voir la figure 2.10). Le premier, situé au bord de la route du Moulin entre les villages de Dannemois et de Saint-Germain-sur-École, fait environ 8 m de large pour 50 cm de profondeur, soit un rapport d'aspect de 16. Son principal inconvénient provient de l'envasement d'une des berges provoqué par la présence de nombreuses plantes aquatiques qui, en diminuant la vitesse du courant, favorisent les dépôts. Afin de s'affranchir de ces perturbations, nous avons trouvé un second tronçon proche d'un lavoir se si-

tuant dans le village de Dannemois à la fin de la rue du Moulin à huile. Ce nouveau tronçon de rivière d'une largeur de 4 m et d'une profondeur moyenne de 40 cm, soit un rapport d'aspect de 10, est exempt de végétation sur le fond, et seules les racines des arbres d'une des berges modifient très localement l'écoulement. Le fond, dépourvu de vase, laisse apparaître des galets de taille décimétrique constituant une rugosité beaucoup plus importante que celle du premier tronçon ou encore que celle de la Seine.

2.2.2.3 Vitesse verticale moyenne

La présence de plantes sur le premier site de mesure produit une section dont la hauteur varie considérablement d'une berge à l'autre. En dépit de ces variations, les deux séries de mesures entreprises à l'endroit où la section présente la plus importante profondeur montrent la présence de ces cellules de recirculation (figure 2.11). Sur ces mesures, nous pouvons noter la perturbation engendrée par la sonde proche de la surface. Celle-ci, nécessitant une faible profondeur d'immersion (≈ 1 cm), défléchit d'une part l'écoulement, et d'autre part, change localement la condition limite de surface libre en une condition de non-glissement imposant une vitesse d'écoulement nulle à sa surface. Au final, l'écoulement est perturbé sur les 5 premiers centimètres environ.

Sur la première série de mesures, dont la vitesse moyenne est établie sur une dizaine de minutes et dont l'espacement latéral est de 5 centimètres, nous pouvons clairement distinguer une zone de remontée centrale, située à 2.8 m de la berge. Celle-ci est entourée de deux zones caractérisées par un mouvement descendant. Nous attribuons cet écoulement à la présence de deux rouleaux, celui de droite tournant dans le sens anti-horaire et celui de gauche en sens inverse.

Pour la deuxième série de mesures, la vitesse moyenne est calculée sur un temps plus court, un peu plus de 2 minutes et l'espacement des mesures est doublé, soit 10 centimètres. Sur celle-ci, nous retrouvons le même motif que celui observé sur la première série, le léger décalage transverse étant probablement dû soit à une petite différence de positionnement du dispositif instrumental au travers de la rivière, soit à une variation du débit entre les quelques jours séparant les deux séries. En se rapprochant de la berge, et malgré la diminution significative de la profondeur, les alternances du signe de la vitesse se perpétuent. Au final, nous pouvons distinguer trois paires de rouleaux dont le diamètre semble s'adapter à l'évolution de la profondeur. Lors de ces deux séries de mesures, nous n'avons pas pu couvrir l'intégralité de la section qui, de toute façon, voit sa vitesse fortement ralentir au-delà d'une distance de 4 m en raison de dépôts vaseux importants.

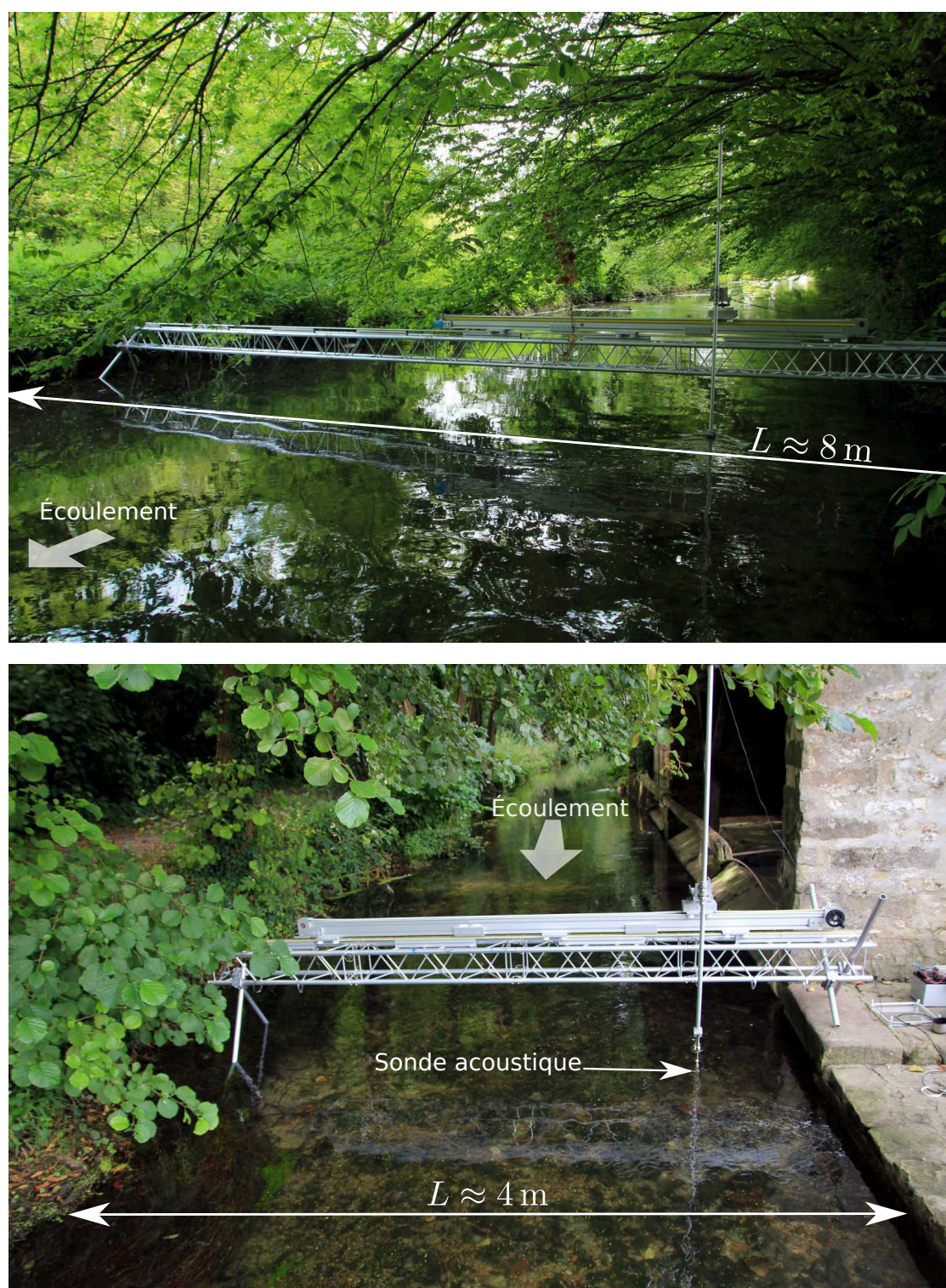


FIGURE 2.10 – Photos des deux tronçons sur lesquels ont été entrepris les mesures de vitesse. En haut, celui jouxtant la route du Moulin, dont la section, du côté gauche de l'image, est partiellement envasée. En bas, celui proche d'un lavoir du village de Dannemois, à la fin de la rue du Moulin à huile.

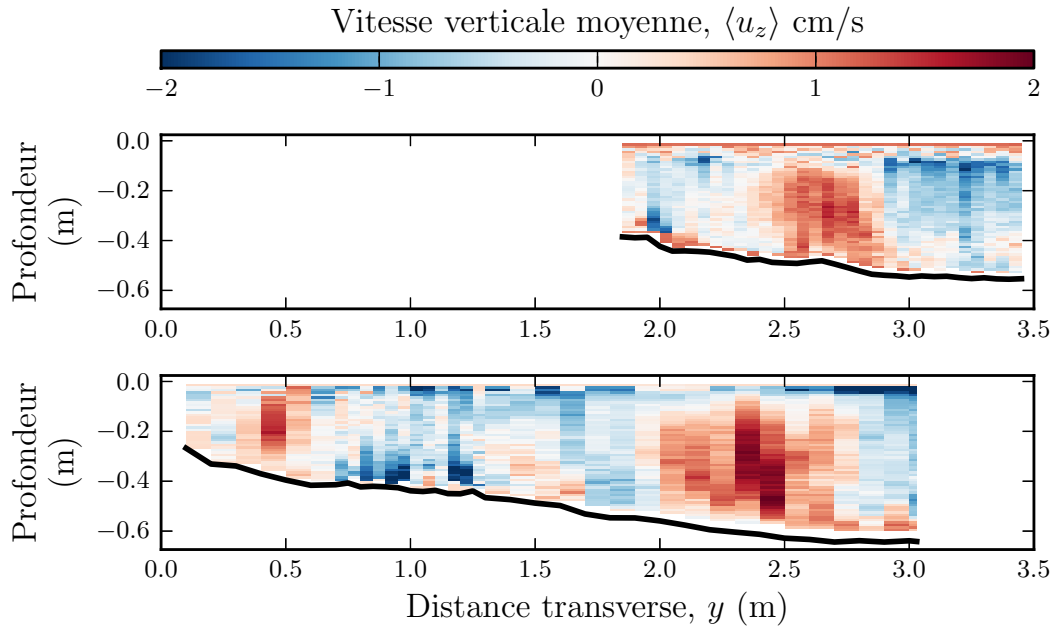


FIGURE 2.11 – Vitesse verticale moyenne sur le premier site de mesure de l'École. Deux séries de mesures, dont la première est figurée sur le graphique du haut, ont été réalisées à quelques jours d'intervalle. L'origine de l'axe des abscisses correspond à la berge située à droite de la figure 2.10.

Sur le second tronçon, nous avons également réalisé deux séries de mesures (voir la figure 2.12), pour lesquelles la vitesse moyenne est estimée sur deux minutes. Sur celles-ci, nous voyons très distinctement une oscillation de la vitesse verticale, caractéristique de la présence de recirculations secondaires. Entre les deux séries de mesures, les positions de ces recirculations se sont conservées, et nous pouvons dénombrer neuf rouleaux dont le premier tourne dans le sens anti-horaire. Ces deux séries sont ensuite regroupées afin d'étudier la longueur d'onde de l'oscillation de la moyenne verticale de la vitesse et l'écart type entre ces différentes traversées y est figuré en grisé (figure 2.13). La transformée de Fourier de cette vitesse moyenne est caractérisée par un pic dont la longueur d'onde est de 0.5 ± 0.1 m, soit légèrement inférieur à deux fois la hauteur moyenne de l'écoulement le long de la section, $2H \approx 0.74$ m.

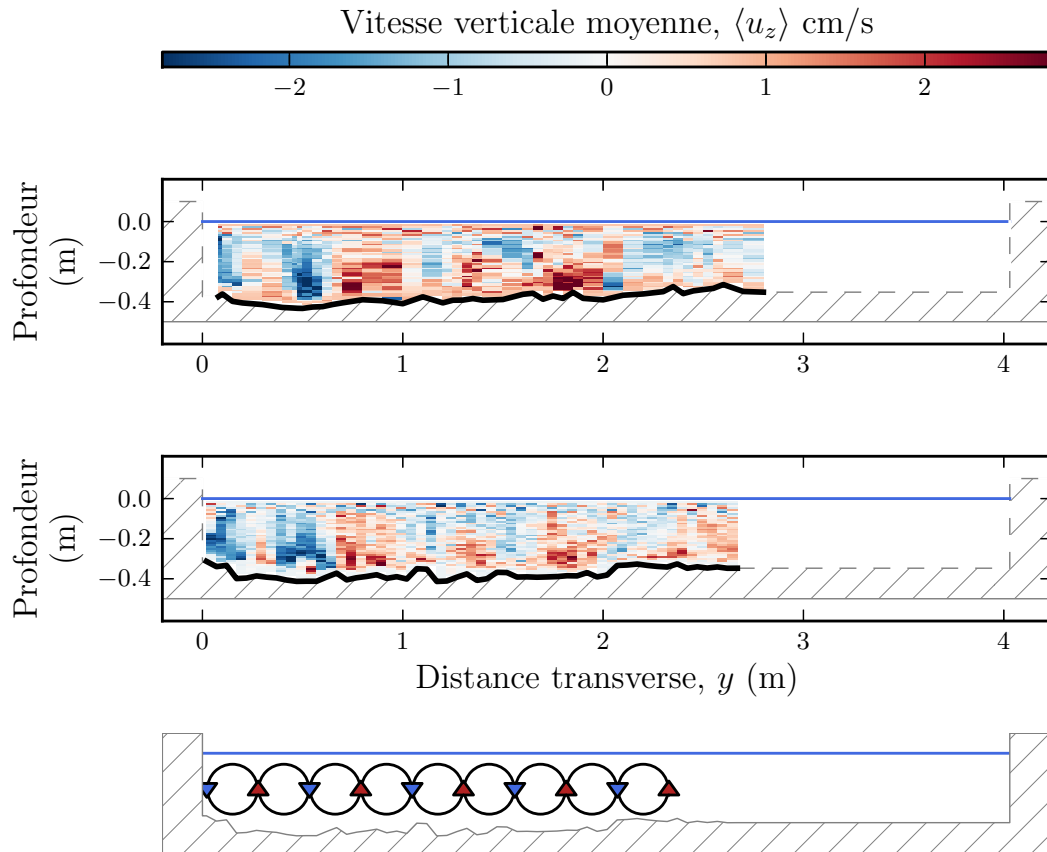


FIGURE 2.12 – Vitesse verticale moyenne du second tronçon de l'École. Deux séries de mesures pour lesquelles l'origine de l'axe des abscisses correspond à la berge située à droite de la figure 2.10.

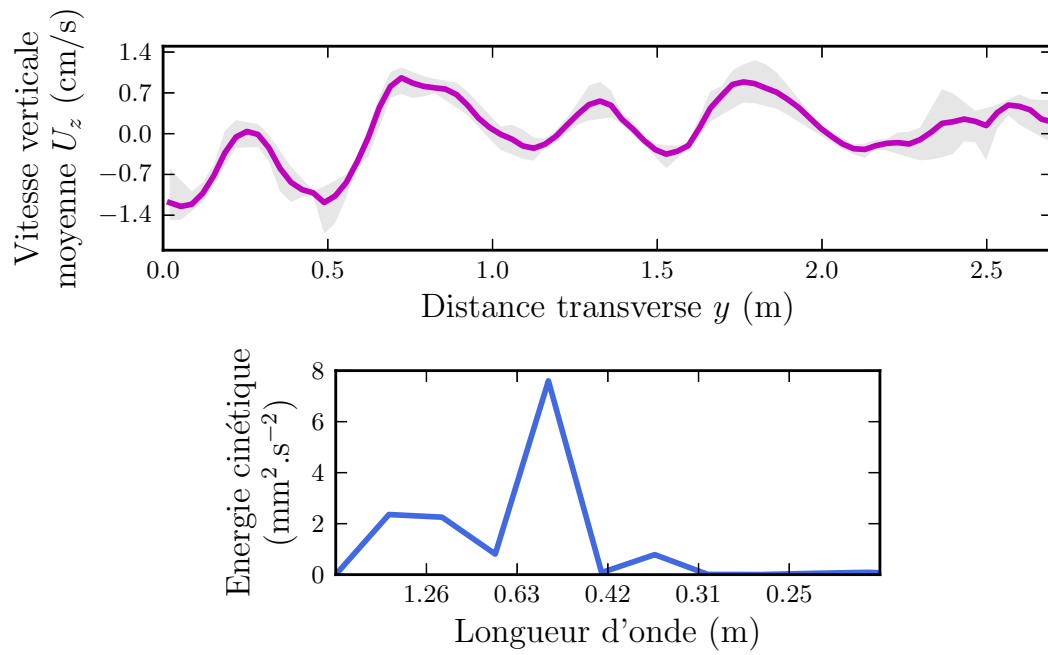


FIGURE 2.13 – Oscillation de la vitesse verticale moyenne du second tronçon de l'École. En haut, — moyenne de trois profils transverses (le premier provient de la première série de mesures et les deux autres proviennent d'un aller et d'un retour lors de la seconde série de mesures), la zone en grisé correspond à l'enveloppe des données. En bas, — transformée de Fourier du profil transverse moyen.

2.2.2.4 Vitesse transverse moyenne

En fixant la sonde acoustique à angle droit par rapport à la tige verticale, nous pouvons essayer de l'aligner sur l'axe transverse, y , afin de mesurer la composante transverse de l'écoulement, u_y . En réalité, cet alignement qui consiste à définir la perpendiculaire aux lignes de courant de l'écoulement principal, est très difficile à obtenir d'autant que nous ne disposons d'aucun moyen pour le contrôler in situ. Une fois alignée, la sonde est immergée de quelques centimètres, ce qui provoque une perturbation de l'écoulement. Celle-ci est notamment plus importante que lors des mesures de la vitesse verticale, et nous devons nous affranchir des 20 premiers centimètres du profil de mesure. Après une durée de mesure d'environ 10 minutes, la sonde est déplacée de la longueur du profil de mesure, soit d'environ 1 m. Pour les deux tronçons, la vitesse transverse moyenne proche de la surface montre des oscillations venant confirmer celles de la composante verticale (figure 2.14). Par ailleurs, nous pouvons noter que leur amplitude est comparable. Sur le premier tronçon, nous retrouvons les deux zones de remontées d'eau, vers 0.5 et 2.5 m (voir la figure 2.11), au niveau desquelles la vitesse transverse diverge. La zone de convergence située à 1 m correspond, quant à elle, à une zone où la vitesse verticale devient négative. En ce qui concerne le second tronçon, nous pouvons également noter des zones de convergences, à 0.4, 1.6 et 2.3 m, liées à des vitesses verticales négatives (voir la figure 2.12), et des zones de divergences, vers 1.4 et 2.1 m, pour lesquelles la vitesse verticale est positive.

Sur les deux sites de mesure de cette rivière nous observons clairement des cellules de recirculation dont la taille est celle de la hauteur de l'écoulement, H . Nous allons maintenant voir comment se compare leur vitesse à celle de l'écoulement principal.

2.2.2.5 Vitesse principale moyenne

Pour estimer la vitesse principale, la sonde est inclinée d'un certain angle par rapport à la verticale, noté γ . Pour l'École, nous avons réalisé ces mesures sur le second tronçon en inclinant la sonde de 21° vers l'aval (figure 2.15). Ainsi, la vitesse radiale mesurée, u_r , se compose de la somme des projections de la composante verticale, u_z et principale, u_x , sur l'axe de la sonde. Dans notre cas, la présence de recirculations engendre une oscillation de la vitesse radiale (figurée en haut de la figure 2.15), et nous ne pouvons négliger la composante verticale lors de l'estimation de la vitesse principale. N'ayant qu'une seule sonde, nous utilisons la vitesse radiale moyenne obtenue en utilisant la sonde verticalement (voir la figure 2.12) afin de calculer la vitesse principale comme :

$$\langle u_x \rangle = \frac{\langle u_r \rangle - \langle u_z \rangle \cos(\gamma)}{-\sin(\gamma)}. \quad (2.4)$$

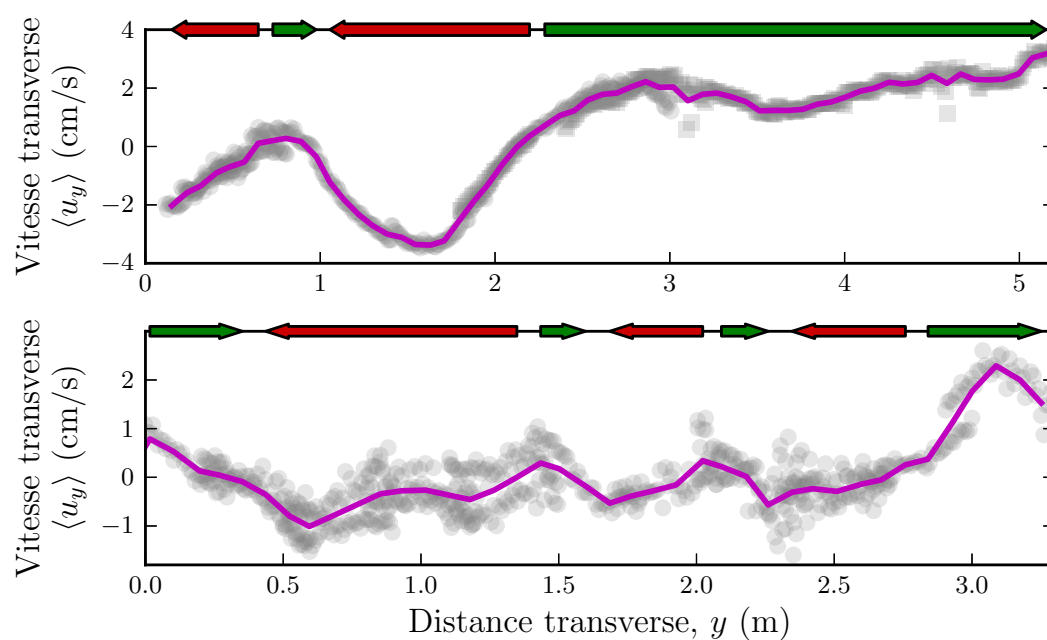


FIGURE 2.14 – Vitesse transverse moyenne (\circ), $\langle u_y \rangle$ en cm/s sur l'École mesurée proche de la surface (sonde immergée d'environ 4 cm). En haut, mesures pour le premier tronçon. En bas, mesures pour le second tronçon. — Moyenne latérale par boîte de 8 cm.

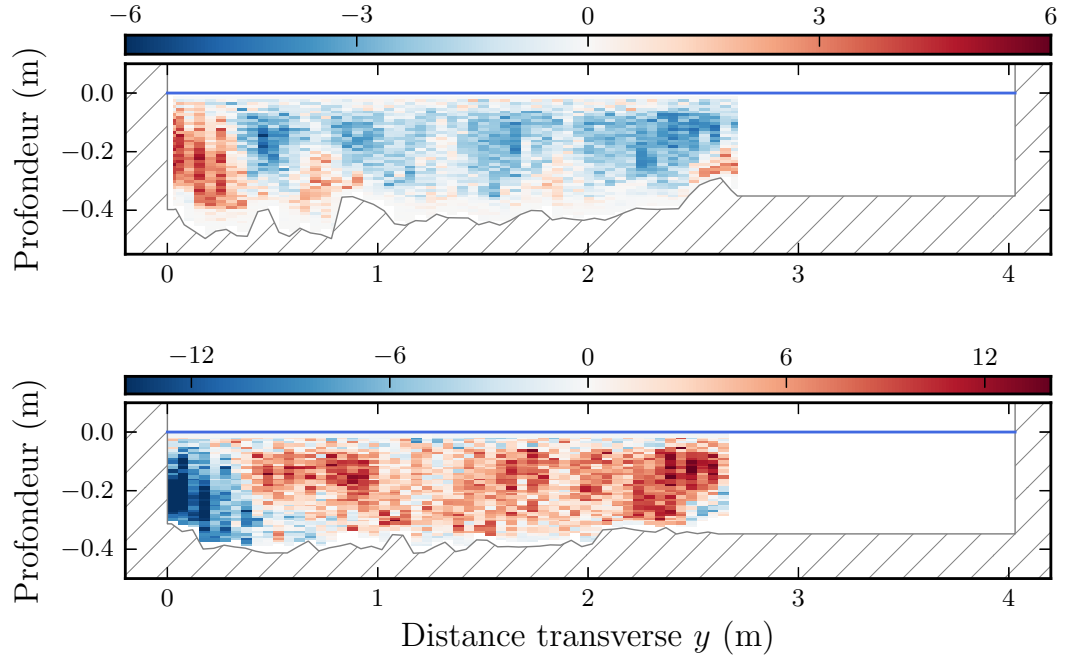


FIGURE 2.15 – Estimation de la vitesse principale pour le second tronçon de l'École. En haut, la vitesse radiale moyenne, $\langle u_r \rangle$ en cm/s, mesurée en inclinant la sonde. En bas, la vitesse principale moyenne, $\langle u_x \rangle$ en cm/s, issue de l'équation (2.4) en utilisant la vitesse verticale moyenne mesurée au § 2.2.2.3.

Cette méthode revient à employer la même hypothèse d'homogénéité de l'écoulement que lors de l'utilisation d'un ADCP (voir le §2.2.1.1). Celle-ci nécessite, en plus, d'interpoler les données afin de faire correspondre spatialement les deux séries de mesures : celle pour obtenir $\langle u_z \rangle$ et celle mesurant $\langle u_r \rangle$. La vitesse principale obtenue présente toujours des oscillations qui illustrent l'influence des écoulements secondaires sur la vitesse principale (voir la figure 2.15), comme cela a déjà été observé dans certaines expériences de laboratoire (Albayrak et Lemmin, 2011). Les valeurs négatives proches de la berge, quelque peu intrigantes, peuvent être le résultat d'une recirculation horizontale. Cependant, nous n'avons pu vérifier son existence sur place, le traitement des données étant effectué à posteriori. Si nous ne prenons pas en compte cette zone proche de la berge, nous obtenons une vitesse moyenne de l'ordre de 5 cm/s. Cette vitesse nous paraît un peu faible comparée à celle des cellules de recirculation. L'une des erreurs possible provient de l'estimation de l'inclinaison de la sonde. Si nous faisons une erreur de 5° sur cet angle, γ , cela entraîne une variation de la vitesse moyenne d'environ 1 cm/s.

2.2.3 Échelles caractéristiques

En utilisant les quelques données de la littérature (voir la table 2.1) avec celles acquises au cours de cette thèse, nous pouvons explorer les échelles caractéristiques de ces recirculations. La taille d'une cellule suit sans surprise la hauteur d'eau (figure 2.16).

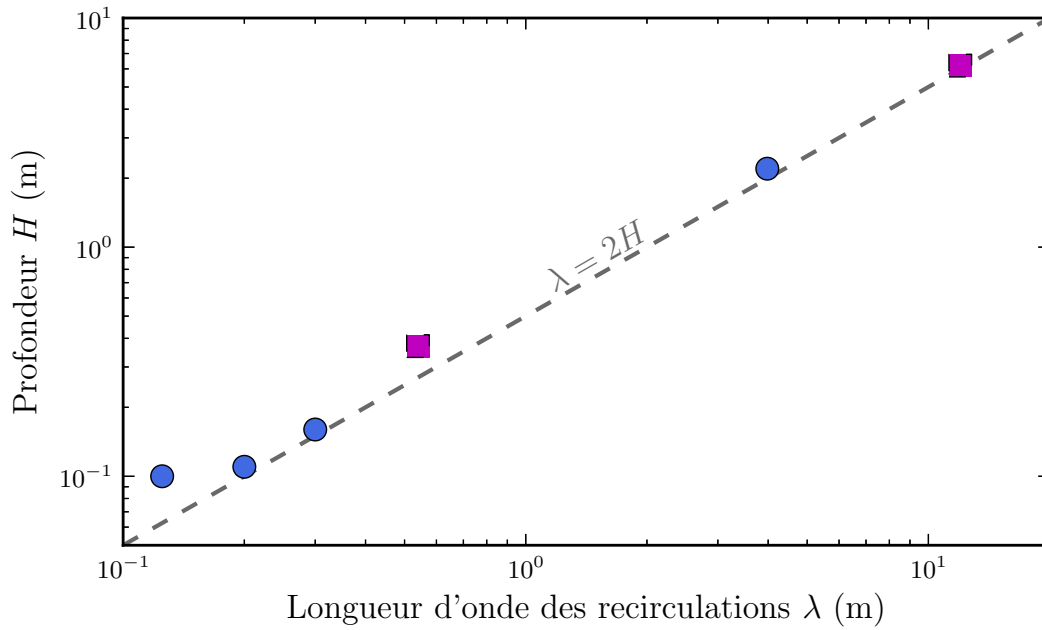


FIGURE 2.16 – Taille des cellules de recirculation. ● Données issues de la littérature (voir la table 2.1). ■ Données obtenues au cours de cette thèse.

En revanche pour la vitesse de ces cellules, la dépendance avec le nombre de Reynolds est moins claire (figure 2.17). Les données dont nous disposons semble montrer une légère décroissance de la vitesse de ces cellules avec le nombre de Reynolds. Cependant, notons que cette tendance est biaisée par la corrélation entre la vitesse principale, qui sert à normaliser la vitesse verticale, et le nombre de Reynolds. Au final, ce petit jeu de données ne nous permet pas de pousser plus loin l'analyse de la dépendance de la vitesse de ces cellules de recirculation. Nous pouvons seulement remarquer que ces structures semblent tourner avec une vitesse de l'ordre d'1% de la vitesse principale, $U_z \approx 10^{-2} \cdot U_x$.

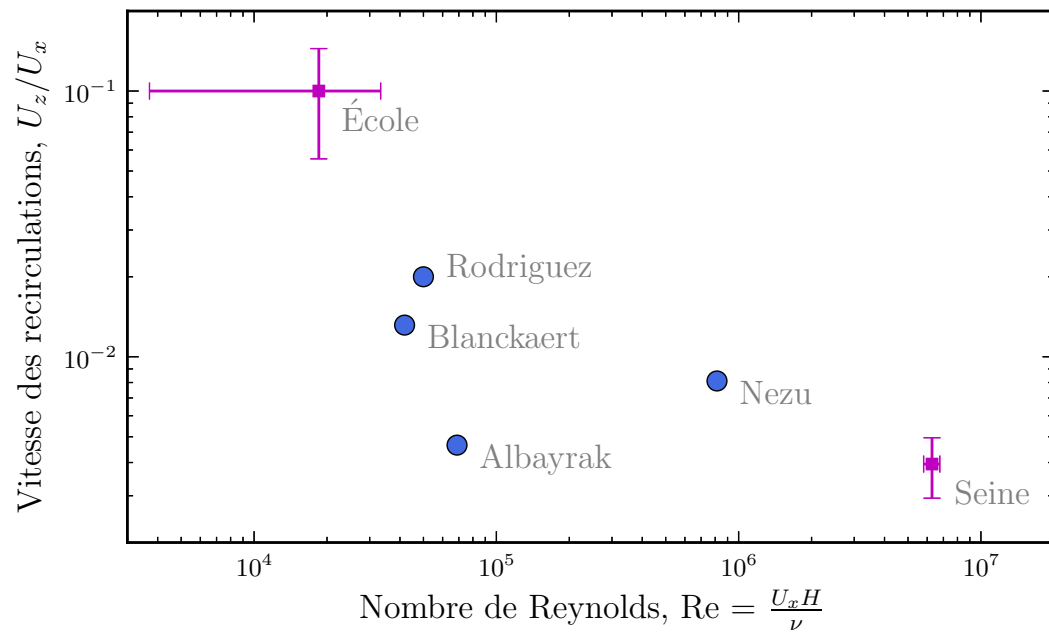


FIGURE 2.17 – Vitesse relative des rouleaux en fonction du nombre de Reynolds. ● Données issues de la littérature (voir la table 2.1). ■ Données obtenues au cours de cette thèse.

L'autre paramètre pouvant influencer la vitesse de ces recirculations est la rugosité du lit. Nos mesures illustrent deux cas extrêmes : celui de la Seine, pour lequel la rugosité est très faible par rapport à la hauteur d'eau (voir la table 1.1), et celui de l'École, où la rugosité est très importante en raison de la présence de blocs de rocher de taille décimétrique. Une forte rugosité ne semble donc pas nécessaire à l'apparition de ces écoulements secondaires.

Dans deux rivières, dont le nombre de Reynolds diffère de plusieurs ordres de grandeur, des cellules de recirculation sont observées sur l'ensemble de la section. Ces cellules se caractérisent par une taille de l'ordre de la hauteur de l'écoulement et par une faible vitesse, de l'ordre d'1% de la vitesse principale. Pour l'heure, nous ne connaissons pas le mécanisme à l'origine de ces cellules de recirculation et les divers modèles seront passés en revue dans le chapitre 4. Cette absence de mécanisme ne nous empêche pas d'évaluer l'influence de ces cellules sur les flux de quantité de mouvement et de soluté.

Chapitre 3

Propriétés de transport de cellules de recirculation

3.1 À l'échelle de la rivière

Nous avons pu voir au cours du second chapitre que des écoulements secondaires sont présents dans des rivières de différentes tailles, venant renforcer des observations faites en laboratoire. Les cellules créées par ces écoulements sont notamment caractérisées par des composantes de vitesse verticale et transverse non nulles. En conséquence, elles influencent la redistribution aussi bien de quantité de mouvement que de traceurs passifs. Nous essayerons ici de quantifier ces transferts.

Une grande partie de la littérature, parmi laquelle nous pouvons citer les contributions de Nezu et Nakagawa (1993) et de Nikora et Roy (2012), s'est consacrée à l'étude des fluctuations moyennes de la vitesse impliquées dans le tenseur de Reynolds afin de proposer un mécanisme pour la formation de ces cellules. En revanche, peu d'études se sont penchées sur l'influence moyenne de telles structures à l'échelle d'une section de rivière. Notons toutefois les travaux de Knight et collab. (1994) qui proposent une paramétrisation de l'équation de Saint-Venant pour la quantité de mouvement longitudinale (voir l'équation 1.43, page 45). Cette paramétrisation est réalisée en séparant les deux termes intervenant dans le flux transverse, celui impliquant l'advection moyenne et celui résultant de la composante $\tau_{x,y}$ du tenseur de Reynolds. Le premier flux est alors considéré constant au travers de la section et attribué à la présence de recirculations. Quant au second, il est paramétré par un modèle de diffusion turbulente faisant intervenir un coefficient de diffusion transverse (Liao et Knight, 2007). Ce modèle est appliqué à divers chenaux essentiellement trapézoïdaux et, pour chacun d'eux, les coefficients doivent être adaptés afin de reproduire au mieux les données de vitesse moyenne.

Cette approche ne nous permet pas d'approfondir l'influence de la présence de recirculations sur les transferts latéraux. Notamment, le fait de fixer le terme du flux engendré par l'advection moyenne fait que l'influence des recirculations n'intervient plus dans le processus de diffusion transverse.

L'influence de ces cellules sur la diffusion d'une quantité scalaire, telle que par exemple la concentration de matière dissoute, n'a pas fait l'objet d'études détaillées. Les modèles de diffusion transverses actuels ne font intervenir que le concept de diffusion turbulente (Elder, 1959 ; Fischer, 1966) et dérivent des travaux de Taylor (1954) pour des écoulements dans des tubes.

3.1.1 Diffusion de la quantité de mouvement par des cellules de recirculation

Pour étudier l'influence moyenne de ces cellules sur le transfert latéral de la quantité de mouvement, nous partons de l'équation de Saint-Venant pour la quantité de mouvement dans la direction longitudinale (1.43), que nous réarrangeons afin de regrouper les termes de flux transverses :

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_H (\langle u_x \rangle \langle u_y \rangle - \tau_{x,y}) dz = -\tau_f + gHS. \quad (3.1)$$

Dans le cas simplifié où les cellules sont bien réparties spatialement, l'écoulement transverse moyen, défini par $\langle u_y \rangle$ et $\langle u_z \rangle$, devient compartimenté (voir la figure 3.1). La vitesse transverse s'annule alors aux frontières entre deux cellules, et par conséquent, il n'y a pas de flux dû à l'advection au travers de celles-ci. Cependant, l'advection va avoir un effet sur le mélange à l'intérieur des cellules, ce qui va augmenter localement le gradient transverse de vitesse principale, U_x . Les échanges d'une cellule à une autre vont alors être permis grâce aux fluctuations de vitesse, autrement dit par diffusion turbulente. Nous avons ici un système dans lequel deux processus entrent en compétition à deux échelles différentes, et en l'absence d'un mécanisme clair de formation de ces cellules, nous ne pouvons pas séparer les deux flux que ces processus engendrent. Ceux-ci sont alors regroupés sous le terme $F_{\text{tourbillons}}$, et l'équation (3.1) devient alors :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (F_{\text{tourbillons}}) = -\tau_f + gHS. \quad (3.2)$$

Pour évaluer grossièrement le flux, nous pouvons faire l'hypothèse que ce flux est limité par le processus d'advection. Pour le définir, nous nous appuyons sur la figure 3.1, sur laquelle nous définissons les valeurs de la vitesse principale moyenne au niveau du bord gauche et droit d'une cellule de recirculation comme U_x^+ et

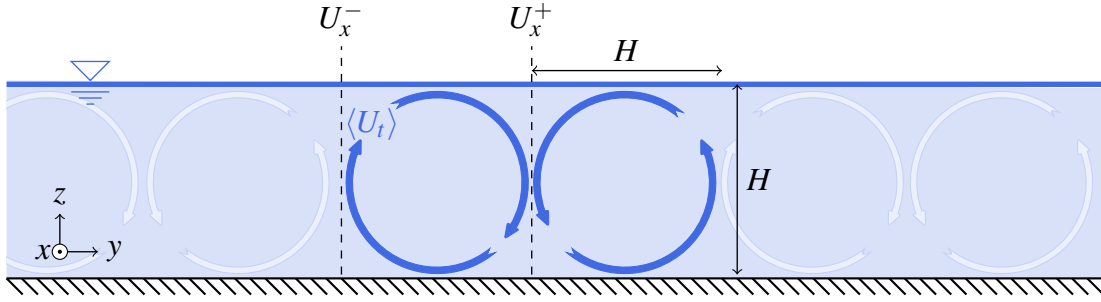


FIGURE 3.1 – Schéma des cellules de recirculation moyennes dont la vitesse caractéristique de rotation est notée $\langle U_t \rangle$.

U_x^- . Le transport de ces vitesses par une cellule de recirculation tournant avec une vitesse moyenne, dont l'ordre de grandeur est noté $\langle U_t \rangle$, engendre alors un flux latéral de vitesse principale moyenne que nous pouvons approximer par :

$$F_{\text{tourbillons}} = \rho H \langle U_t \rangle (U_x^- - U_x^+). \quad (3.3)$$

Au vu des valeurs de rapport d'aspect des rivières (voir la figure 1.9), qui montrent que leur largeur est nettement supérieure à leur hauteur, nous pouvons transformer la différence des vitesses principales sous la forme d'un gradient :

$$U_x^+ - U_x^- = H \frac{\partial U_x}{\partial y}. \quad (3.4)$$

En utilisant cette expression (3.4) du flux ainsi que l'approximation de la contrainte au fond, τ_f donnée par l'équation (1.4) pour des rivières infiniment larges, l'équilibre de la quantité de mouvement devient :

$$C_f U_x^2 - \frac{\partial}{\partial y} \left(H^2 \langle U_t \rangle \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) = gHS. \quad (3.5)$$

Dans cette expression, la diffusion apparente est alors caractérisée par un coefficient de diffusion d'ordre $\langle U_t \rangle H$. Pour l'évaluer, nous devons estimer la vitesse caractéristique des cellules de recirculation.

3.1.1.1 Vitesse de rotation proportionnelle à la vitesse moyenne

Si nous faisons l'hypothèse que la vitesse caractéristique des recirculations est proportionnelle à la vitesse principale moyenne, nous pouvons la définir comme :

$$\langle U_t \rangle = C_d U_x(y). \quad (3.6)$$

Avec celle-ci, l'équation (3.5) devient :

$$C_f U_x^2 - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{C_d H^2}{2} \frac{\partial U_x^2}{\partial y} \right) = gHS. \quad (3.7)$$

La forme de cette équation est similaire à celle obtenue en utilisant une fermeture turbulente (voir l'équation 1.47). Par ailleurs, les conditions aux limites étant similaires, elles partagent également la même forme de solution analytique (voir l'équation 1.48), soit :

$$U_x^2 = U_\infty^2 \left(1 - \frac{\cosh(y/\mathcal{L}_1)}{\cosh(L/(2\mathcal{L}_1))} \right), \quad (3.8)$$

Dans cette solution, seule la longueur de diffusion, notée \mathcal{L}_1 , change d'expression et vaut :

$$\mathcal{L}_1 = H \sqrt{\frac{C_d}{2C_f}} \quad (3.9)$$

Notons que si la hauteur d'eau varie latéralement, l'équation (3.7) n'admet plus de solution analytique évidente, mais peut être résolue numériquement. Sa résolution à l'aide de la méthode des volumes finis est développée dans l'annexe B.

3.1.1.2 Vitesse de rotation constante

Si maintenant nous faisons l'hypothèse que la vitesse caractéristique de ces rouleaux est constante le long de la section, et que nous la définissons comme :

$$\langle U_t \rangle = C_d U_\infty, \quad (3.10)$$

dans ce cas, l'équation (3.5) se transforme en :

$$C_f U_x^2 - \frac{\partial}{\partial y} \left(H^2 C_d U_\infty \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) = gHS. \quad (3.11)$$

Contrairement au cas précédent, cette équation ne présente pas de solution analytique évidente. Afin d'étudier les solutions possibles de façon numérique, nous la réécrivons sans dimensions,

$$0 = -1 + \tilde{U}_x^2 - \frac{d^2 \tilde{U}_x}{d\tilde{y}^2}, \quad (3.12)$$

avec les quantités sans dimensions suivantes :

$$U_x = U_\infty \tilde{U}_x, \quad \text{et} \quad y = \mathcal{L}_2 \tilde{y}. \quad (3.13)$$

La longueur de diffusion est ici définie comme :

$$\mathcal{L}_2 = H \sqrt{\frac{C_d}{C_f}}. \quad (3.14)$$

Le portrait de phase, ainsi que quelques solutions de cette équation (3.12), sont représentés sur la figure 3.2. Le point critique, figuré en violet sur le portrait de phase, représente la vitesse pour une rivière dont la section serait infiniment large. L'ensemble des solutions physiquement admissibles pour l'écoulement dans un canal doit respecter les conditions aux limites de non-glissement au niveau des deux bords et posséder une vitesse positive. La vitesse au centre des rivières étant, par définition, proche de celle d'un écoulement infiniment large, les solutions attendues vont se rapprocher du cas atteignant quasiment le point fixe. Si nous nous plaçons dans le cas où la diffusion transverse est aussi importante que celle au fond, $C_d = C_f$, la largeur sans dimension, notée \tilde{L} , nous donne le rapport d'aspect du canal.

3.1.1.3 Application à la Seine

Les mesures effectuées sur la Seine nous permettent de tester ces deux modèles de diffusion de la quantité de mouvement par les recirculations. Les mesures de la vitesse verticale permettent de définir une vitesse de rotation caractéristique, $\langle U_t \rangle \approx 0.4 \text{ cm/s}$ (voir le § 2.2.1.2). Puis, nous pouvons calculer la valeur du coefficient de proportionnalité entre ces deux vitesses, $C_d \approx 0.003$ (voir l'équation (3.6) et (3.10)), en utilisant les mesures de la vitesse principale. D'autre part, la pente moyenne est estimée à environ¹⁵ 10^{-4} (voir le § 1.2.3), ce qui nous permet de calculer le coefficient de frottement, $C_f = 0.0042$, en utilisant l'équation (1.5) et la vitesse moyenne au centre de la section, $U_\infty \approx 1.2 \text{ m/s}$. À l'aide de ces deux coefficients, nous pouvons calculer les longueurs de diffusion pour les deux modèles à partir des équations (3.9 et 3.14) :

$$\mathcal{L}_1 \approx 3.7 \text{ m} \quad \text{et} \quad \mathcal{L}_2 \approx 5.2 \text{ m}. \quad (3.15)$$

Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que la longueur de diffusion obtenue, $\mathcal{L} = 5.4 \text{ m}$, par le modèle utilisant une fermeture turbulente (voir le § 1.3.4.2). Bien que ces modèles semblent insuffisants pour reproduire correctement le profil transverse de vitesse moyenne (voir la figure 3.3), ils mettent en avant le fait que la diffusion par ces recirculations ne peut pas être négligée a priori face à celle engendrée par l'action moyenne des fluctuations du champ de vitesse.

15. Cette valeur de pente est comparable à celle estimée entre Suresnes et Neuilly par Chézy (1775). Il trouve un coefficient de $C = 44 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$ (voir l'équation 1.3), ce qui est proche du coefficient que nous trouvons avec nos mesures, $C = \sqrt{g/C_f} = 48 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$.

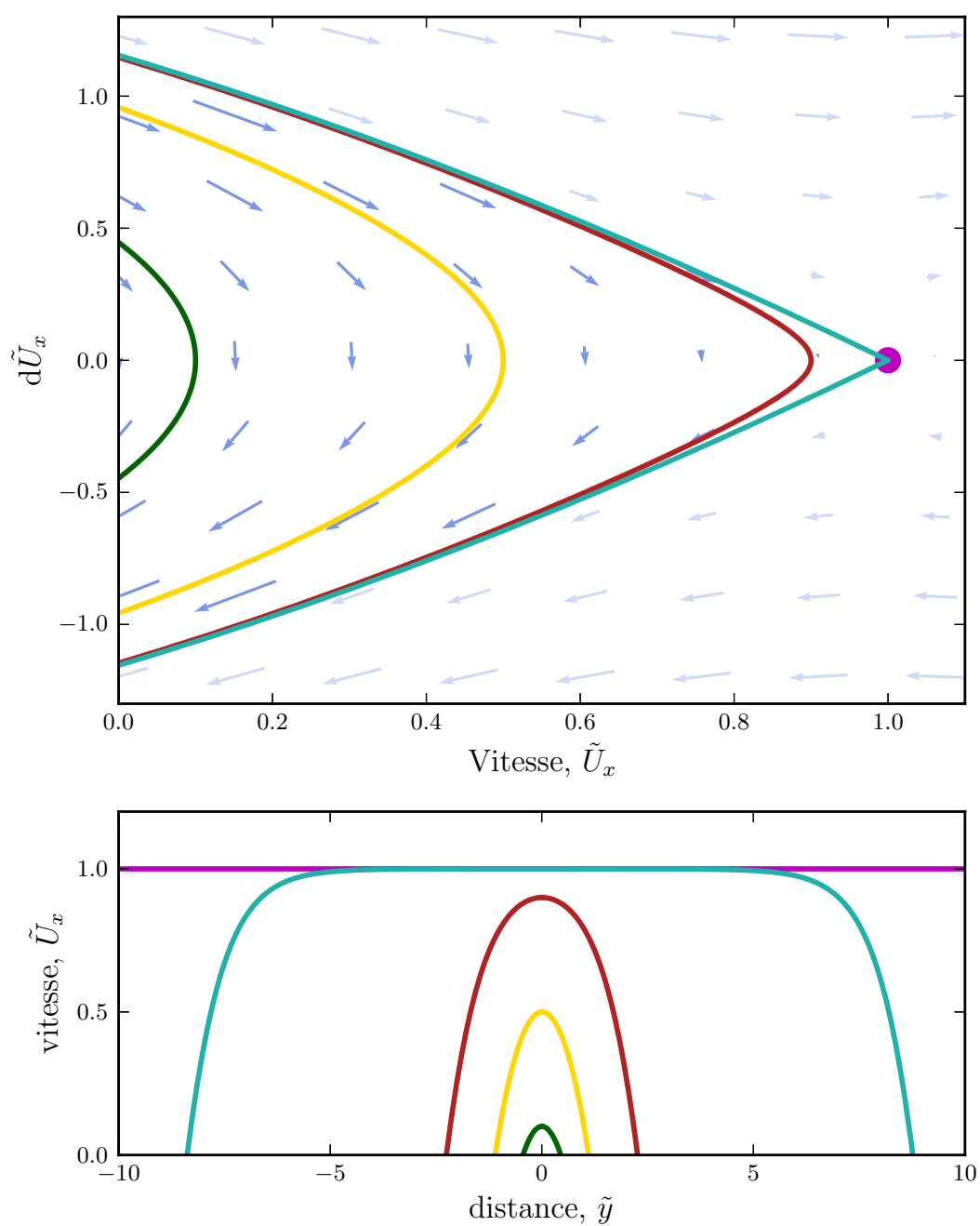


FIGURE 3.2 – Portrait de phase et solutions de l'équation (3.12). Ces solutions correspondent à des largeurs sans dimensions, \tilde{L} , de 0.9 (—), 2.2 (—), 4.5 (—), et 12.4 (—). Le cas de la rivière infiniment large (—) correspondant à la ligne séparatrice passant par le point critique (●).

L'ajustement des deux modèles aux données (voir la figure 3.4) permet d'obtenir la longueur de diffusion nécessaire afin de reproduire au mieux la courbure près des berges, soit :

$$\mathcal{L}_1 = 16.9 \text{ m} \quad \text{et} \quad \mathcal{L}_2 = 11.9 \text{ m}. \quad (3.16)$$

Si, par exemple, nous utilisons la valeur de la longueur de diffusion, \mathcal{L}_1 , pour estimer l'ordre de grandeur de la vitesse de rotation des cellules à partir de l'équation (3.9), nous obtenons une vitesse de rotation de l'ordre de 6 cm/s, soit environ dix fois plus que celle mesurée. Nous pouvons également constater que le modèle impliquant une vitesse de rotation transverse constante reproduit moins bien la courbure du profil que celui utilisant une vitesse de rotation proportionnelle à la vitesse moyenne.

Ce dernier semble donc mieux rendre compte de la dynamique des transferts latéraux moyens. Notons, en revanche, que nos mesures de vitesse verticales moyennes (voir la figure 2.6) ne semblent pas diminuer de façon significative proche des berges. Le modèle impliquant une vitesse de rotation constante au travers de la section ne peut donc pas être écarté.

La différence entre la longueur de diffusion obtenue par l'optimisation des modèles et celle calculée à partir des mesures de vitesse moyenne illustre en partie la limitation de l'approche utilisée ici. Rappelons que celle-ci se limite à une description intégrée sur la hauteur de l'écoulement d'un flux transverse, $F_{\text{tourbillons}}$, regroupant à la fois les contributions de l'écoulement moyen et celles dues aux corrélations des fluctuations du champ de vitesse. Malgré ces limitations, ce modèle fournit une approximation du flux transverse moyen de quantité de mouvement pour l'équation de Saint-Venant. Ce modèle peut sans doute être généralisé en deux dimensions, et inclus dans des solveurs numériques des équations de Saint-Venant, tel que TELEMAC (Hervouet, 2007).

3.1.1.4 Frottement aux berges

La solution analytique de ce modèle, équation (3.8), nous permet également d'estimer le frottement moyen aux berges :

$$F_{\text{berge}} = \mathcal{R}_c^2 H^2 \left. \frac{\partial U_x^2}{\partial y} \right|_{y=\pm L/2}. \quad (3.17)$$

Dans cette expression, nous introduisons $\mathcal{R}_c = \sqrt{C_d/(2C_f)}$, afin d'alléger l'écriture. Cette expression (3.17) admet comme solution analytique :

$$F_{\text{berge}} = \mathcal{R}_c H U_\infty^2 \tanh\left(\frac{R}{2\mathcal{R}_c}\right), \quad (3.18)$$

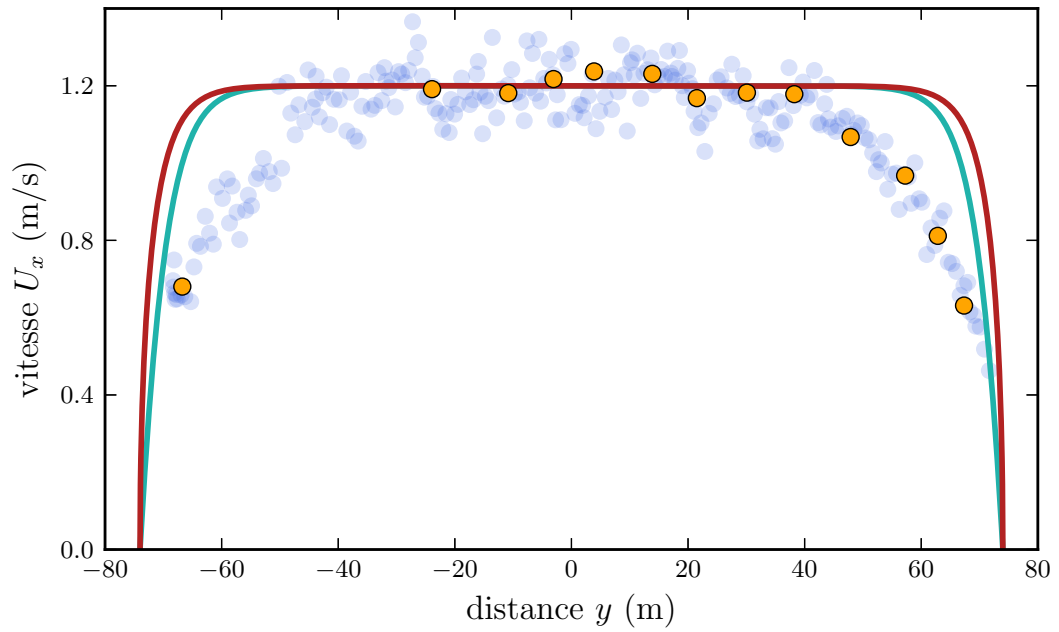


FIGURE 3.3 – Résultats des modèles de diffusion comparés aux données de la Seine (\bullet en tirant le radeau et \bullet en le fixant à une position pendant 10 minutes). — Modèle dont la vitesse de recirculation est proportionnelle à la vitesse moyenne, équation (3.8) avec $\mathcal{L}_1 = 3.7$ m. — Modèle avec une vitesse de recirculation constante, équation (3.11) avec $\mathcal{L}_2 = 5.2$ m.

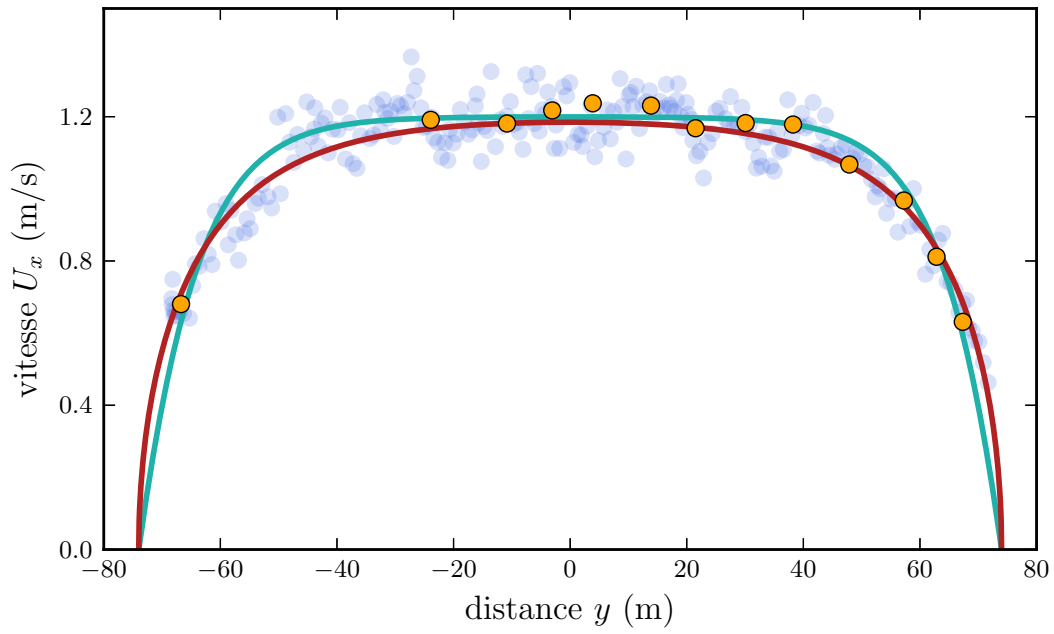


FIGURE 3.4 – Optimisation de la longueur de diffusion des modèles sur les données de la Seine (● en tirant le radeau et ● en le fixant à une position pendant 10 minutes). — Modèle dont la vitesse de recirculation est proportionnelle à la vitesse moyenne, équation (3.8) avec $\mathcal{L}_1 = 16.9$ m. — Modèle avec une vitesse de recirculation constante, équation (3.11) avec $\mathcal{L}_2 = 11.9$ m.

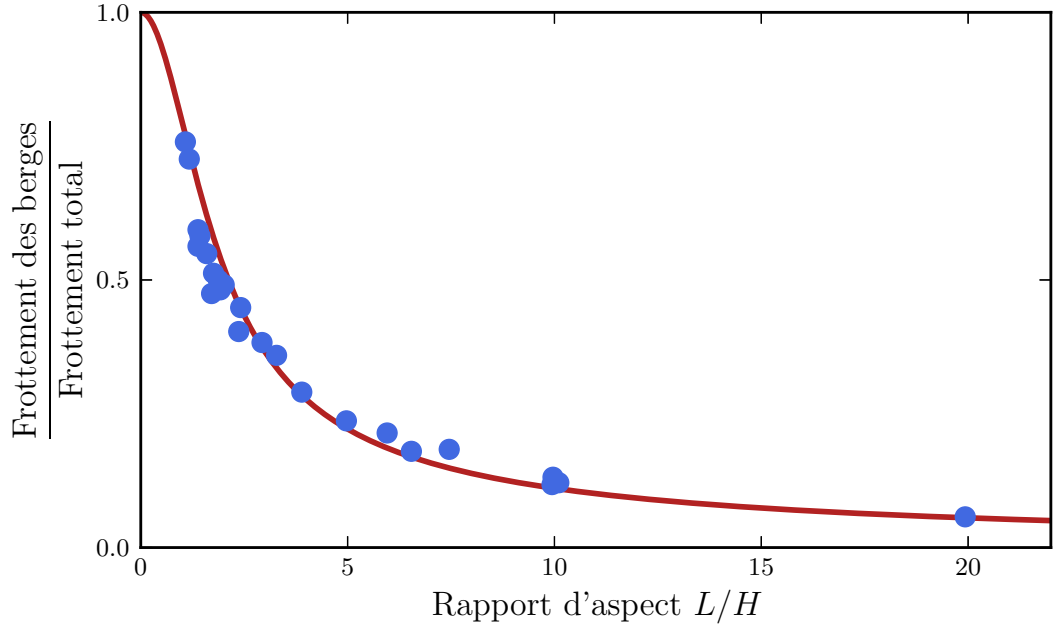


FIGURE 3.5 – Rapport entre le frottement aux berges et le frottement total (qui regroupe celui du fond plus celui des berges) en fonction du rapport d'aspect $R = L/H$. ● Données tirées de diverses études (Nezu et Nakagawa, 1993). — Équation (3.19) avec $\mathcal{R}_c = 0.55$.

dans laquelle $R = L/H$ représente le rapport d'aspect de la rivière. En connaissant ce frottement moyen aux berges, nous pouvons aussi estimer le rapport entre celui-ci et le frottement sur l'ensemble de la section, soit :

$$\frac{2F_{\text{berge}}}{2F_{\text{berge}} + F_{\text{fond}}} = 2\frac{\mathcal{R}_c}{R} \tanh\left(\frac{R}{2\mathcal{R}_c}\right). \quad (3.19)$$

Pour obtenir ce rapport, le frottement moyen au fond, F_{fond} , est estimé à partir de l'intégration dans la direction transverse, y , du profil de vitesse moyenne au carré, $U_x^2(y)$, décrit par l'équation (3.8). La figure 3.5 compare des données de la littérature, obtenues pour des écoulements en laboratoire (Nezu et Nakagawa, 1993) b, et l'équation décrivant le rapport des frottements (3.19), pour laquelle le coefficient \mathcal{R}_c est estimé par minimisation. Nous pouvons ainsi voir que la contrainte aux berges, estimée à partir de notre modèle, reproduit convenablement les observations. Bien entendu, la valeur de \mathcal{R}_c obtenue par minimisation dépend a priori du nombre de Reynolds ou encore de la rugosité des parois.

3.1.2 Mélange d'un traceur passif

La présence de ces cellules de recirculation est également susceptible d'influencer la distribution transverse de matière (voir la figure 3.6), et particulièrement celle présente sous forme dissoute. Cette matière dissoute constitue un traceur dit passif : sa concentration n'influence pas la vitesse de l'écoulement, dont la répartition rend compte des mouvements du fluide. Étudier cette répartition peut donc nous apporter des informations sur la dynamique de l'écoulement, et notamment tester si cette dynamique est compatible avec la présence de recirculations secondaires.

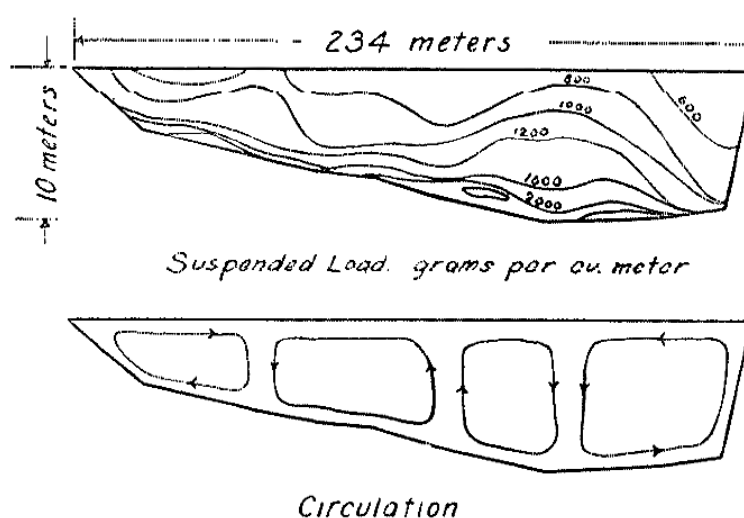


FIGURE 3.6 – Mesures de matière en suspension effectuées le long d'une section de la rivière du Pô en Italie. Les recirculations transverses sont imaginées afin de rendre compte des variations latérales de matière en suspension. Figure tirée de Vanoni (1940) d'après des mesures de Giandotti (1931).

Le mélange de traceurs passifs dans des écoulements turbulents fait l'objet de nombreuses études du fait de ses applications, parmi lesquelles la contamination par des polluants transportés par des fluides turbulents (Shraiman et Siggia, 2000 ; Warhaft, 2000). Dans les rivières, de récentes études montrent que l'eau issue d'un affluent se mélange lentement à l'écoulement principal, pouvant entraîner des hétérogénéités transverses de compositions (Bouchez et collab., 2010). Tout comme pour le transport de quantité de mouvement, la présence de recirculations secondaires peut modifier la dynamique de mélange. L'étude de la répartition d'un

traceur peut donc nous permettre de tester la présence de cellules de recirculation dans l'écoulement. Si ces cellules sont effectivement présentes dans une grande partie des rivières, l'étude de leur influence sur le transport sera alors profitable aux études géochimiques.

3.1.2.1 Équation de transport

Lorsque la quantité transportée, notée c , représente la concentration de matière dissoute, nous pouvons écrire l'équation de conservation de cette quantité c comme :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial u_i c}{\partial x_i} = D_{\text{mol}} \frac{\partial^2 c}{\partial x_i^2}, \quad (3.20)$$

avec D_{mol} le coefficient de diffusion moléculaire, dont l'ordre de grandeur dans l'eau vaut $D_{\text{mol}} \approx 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (Guyon et collab., 2001). Ainsi, le transport est principalement assuré par l'effet du champ de vitesse. Dans les écoulements turbulents, le champ de vitesse et la concentration peuvent être décomposés en la somme d'une valeur moyenne et de fluctuations, soit respectivement $u_i = \langle u_i \rangle + u'_i$ et $c = \langle c \rangle + c'$ (voir le § 1.1.3). De façon similaire à la conservation de la quantité de mouvement (voir le § 1.3.2), ces décompositions sont introduites dans l'équation (3.20) qui, en moyenne, devient :

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle c \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle u'_i c' \rangle}{\partial x_i} = D_{\text{mol}} \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial x_i^2}. \quad (3.21)$$

Cette nouvelle équation nécessite également un modèle dit de fermeture turbulente afin d'estimer les contributions des composantes fluctuantes, $\langle u'_i c' \rangle$. De même que pour la viscosité turbulente, on suppose que,

$$\langle u'_i c' \rangle = -\gamma_i \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i}, \quad (3.22)$$

où γ_i est un coefficient de diffusion turbulente (Elder, 1959). Dans les rivières, les cellules de recirculation, sont généralement négligées, et l'équation (3.20) devient à l'équilibre :

$$\frac{\partial \langle u_x \rangle \langle c \rangle}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\gamma_y \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_z \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial z} \right). \quad (3.23)$$

Les coefficients de diffusion introduits par ce modèle (3.22) sont des fonctions de la position dans l'écoulement et nécessitent donc des modèles permettant de décrire leur évolution spatiale.

3.1.2.2 Diffusion verticale moyenne

Le profil vertical du coefficient de diffusion vertical, γ_z , est considéré comme analogue à celui de la viscosité turbulente (Elder, 1959; Jobson et Sayre, 1970) décrit par l'équation (1.28) définie pour un écoulement bidimensionnel $u(x, z)$, soit :

$$\gamma_z \approx \nu_t = \nu_0 \frac{z}{H} \left(1 - \frac{z}{H} \right). \quad (3.24)$$

Le coefficient de diffusion vertical moyen, noté Γ_z , est alors obtenu par intégration de ce profil vertical de viscosité turbulente, en définissant l'échelle de viscosité, ν_0 , comme $\nu_0 = \kappa u^* H$. Cette intégration conduit à :

$$\Gamma_z = \frac{1}{H} \int_0^H \nu_t dz = \frac{\kappa}{6} u^* H. \quad (3.25)$$

La distribution verticale de ce coefficient a été vérifiée par des mesures en laboratoire (Jobson et Sayre, 1970; Fischer, 1973). Elle sert notamment dans la description des profils verticaux de particules en suspension (Chang, 1992; Claudin et collab., 2011).

3.1.2.3 Diffusion transverse moyenne

Pour le coefficient de diffusion transverse, γ_y , nous ne disposons pas de modèles théoriques décrivant son évolution spatiale, et les estimations de ce coefficient se font essentiellement par le biais d'expériences. Parmi les travaux s'intéressant à la diffusion transverse, nous pouvons citer ceux de Fischer (1967) qui, en regroupant plusieurs études réalisées aussi bien sur des écoulements de laboratoire que sur des sites naturels, arrive à un coefficient de diffusion transverse moyen de l'ordre de :

$$\Gamma_y \approx 0.25 u^* H. \quad (3.26)$$

Cette estimation de la diffusion transverse moyenne permet notamment d'étudier l'évolution de la concentration moyenne en utilisant une approche unidimensionnelle qui se traduit par l'équation :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \Gamma_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}, \quad (3.27)$$

où C est la concentration moyenne sur la hauteur de l'écoulement.

En particulier, Fischer retrouve l'estimation du coefficient de diffusion transverse moyen à partir de mesures effectuées en injectant du colorant dans une section rectiligne d'un chenal (figure 3.7). Le coefficient de diffusion transverse, Γ_y , est alors calculé à partir de l'évolution de l'étalement de la concentration. Nous pouvons

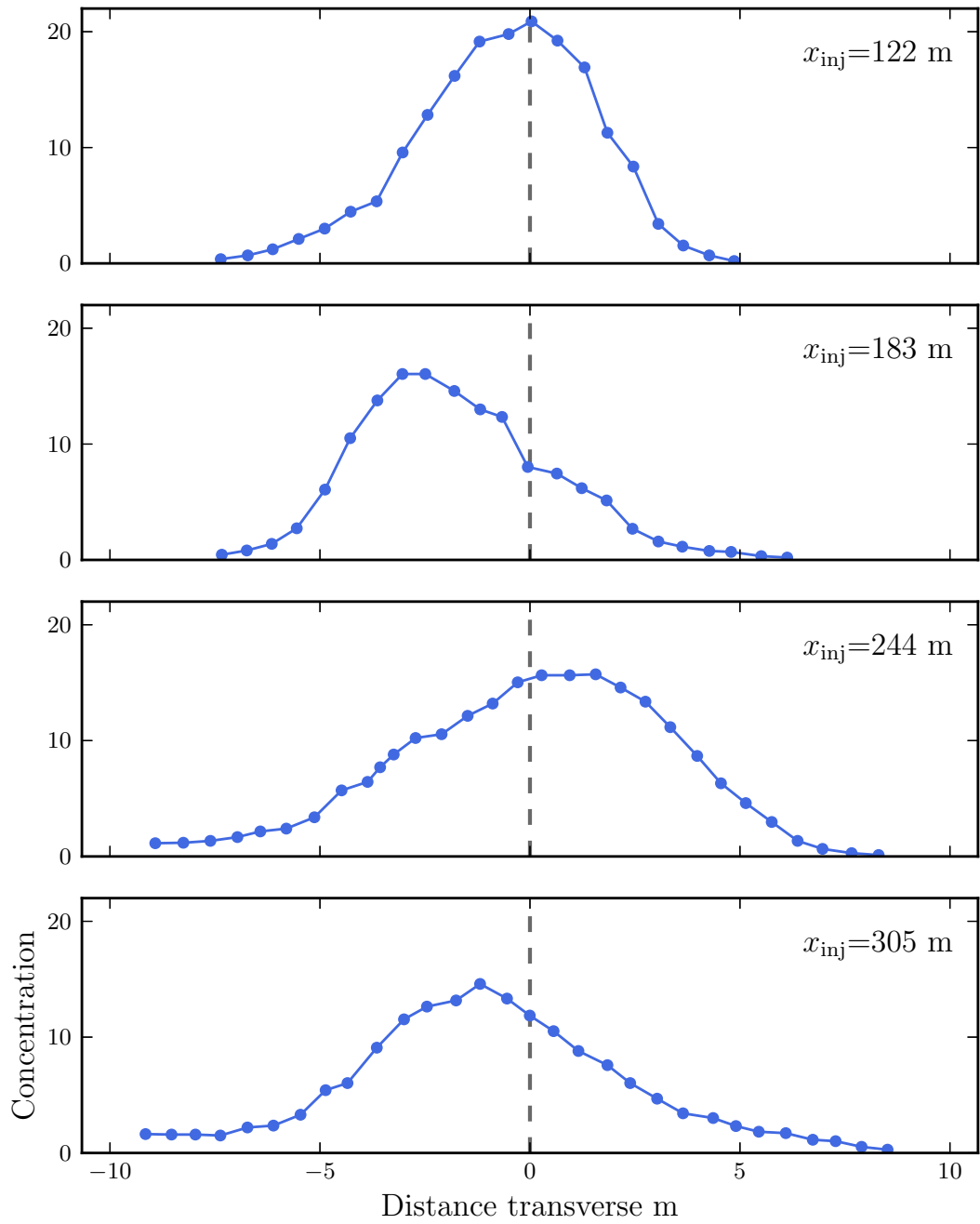


FIGURE 3.7 – Profils transverses de concentration proche de la surface (Fischer, 1967). Les mesures ont été réalisées dans un chenal rectangulaire et rectiligne. L'injection est réalisée en continu au centre de la section et les mesures sont faites à différentes distances en aval de l'injection, notées x_{inj} . ● Concentration du colorant (en ppb). – Centre de la section du chenal.

également observer sur ces mesures que le maximum de la concentration oscille autour du centre de la section. Cette oscillation pourrait très bien être causée par la présence de cellules de recirculation. Malheureusement l'étude de Fischer, comme quasiment la totalité des études se consacrant à la diffusion transverse, ne fournit pas de mesures détaillées du champ de vitesse. Or, si des cellules de recirculation s'étendent sur l'ensemble de la section, elles vont, de façon similaire au transport de quantité de mouvement, influencer le transport latéral de matière dissoute. En ce sens, si nous reprenons notre modèle de diffusion transverse de la quantité de mouvement par des cellules de recirculation, défini par l'équation (3.5), nous pouvons exprimer un coefficient de diffusion transverse moyen équivalent en ordre de grandeur à :

$$\Gamma_y \approx C_d U_\infty H. \quad (3.28)$$

En utilisant l'expression (1.5) de la vitesse pour décrire celle du centre de la section, U_∞ , et la définition de la vitesse de cisaillement $u^* = \sqrt{gHS}$, nous pouvons reformuler l'expression précédente (3.28) en :

$$\Gamma_y \approx \frac{C_d}{\sqrt{C_f}} u^* H. \quad (3.29)$$

Le rapport entre ces deux coefficients, C_d et C_f , peut alors être estimé à partir des mesures effectuées sur la Seine (voir le § 3.1.1.3). La valeur du coefficient de frottement est estimée à partir de la pente et de la vitesse moyenne au centre de la section, $C_f = 0.0042$. Quant au coefficient C_d , nous pouvons l'estimer à partir des valeurs des longueurs de diffusion, \mathcal{L}_1 et \mathcal{L}_2 , issues de la minimisation des équations (3.7) et (3.11) sur les données (voir la figure 3.4). À partir de ces deux longueurs, \mathcal{L}_1 et \mathcal{L}_2 , nous obtenons :

$$\frac{C_d}{\sqrt{C_f}} = 2 \left(\frac{\mathcal{L}_1}{H} \right)^2 \sqrt{C_f} = 0.96 \quad \text{avec} \quad \mathcal{L}_1 = 16.9, \quad (3.30)$$

$$\frac{C_d}{\sqrt{C_f}} = \left(\frac{\mathcal{L}_2}{H} \right)^2 \sqrt{C_f} = 0.24 \quad \text{avec} \quad \mathcal{L}_2 = 11.9. \quad (3.31)$$

Ces deux valeurs donnent un ordre de grandeur pour la diffusion transverse moyenne comparable à celui proposé par Fischer (voir la table 3.1). Cette équivalence laisse supposer que ces cellules de recirculation sont un mécanisme possible pour assurer la dispersion transverse dans les rivières.

Cependant les données dont nous disposons à l'heure actuelle ne suffisent pas pour décrire à plus petite échelle les flux transverses de matière et de quantité de mouvement. Afin d'explorer la dynamique à plus petite échelle d'une série de cellules de recirculation, nous proposons un système théorique très simplifié. Ce

	Fischer (1967), équation (3.26)	avec \mathcal{L}_1 , équation (3.30)	avec \mathcal{L}_2 , équation (3.31)
$\Gamma_y/(u^*H)$	0.25	0.96	0.24

TABLE 3.1 – Comparaison entre la valeur de diffusion transverse moyenne obtenue par Fischer (1967) et celles issues de notre modèle.

dernier consiste à résoudre, en utilisant une méthode numérique, le transport d'un traceur passif par des cellules de recirculation en deux dimensions, dont la vitesse et la géométrie sont fixées.

3.2 Transport d'un scalaire passif par un écoulement laminaire stationnaire

Pour étudier les flux à la frontière entre deux cellules de recirculation, nous allons simplifier le problème en imposant un écoulement laminaire, périodique et bidimensionnel. Ainsi, nous allons pouvoir étudier son influence sur le transport de la matière dissoute en faisant varier la vitesse de rotation de cet écoulement. Ces simplifications nous éloignent de la dynamique « réelle » des rivières, mais constituent une première étape afin de quantifier les flux moyens engendrés par ces cellules. En s'éloignant des rivières, nous nous rapprochons de nombreuses études, à la fois expérimentales et théoriques, qui ont examiné le transport d'une quantité scalaire dans des écoulements caractérisés par une série de cellules contrarotatives (Rhines et Young, 1983; Sagues et Horsthemke, 1986; Guyon et collab., 1987; Shraiman, 1987; Cardoso et Tabeling, 1988; Solomon et Gollub, 1988a,b).

3.2.1 Définition du système simplifié

À l'état stationnaire, l'équation (3.20) de conservation peut s'écrire sous une forme adimensionnée comme :

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{x}_i} \left(\tilde{u}_i \tilde{c} - \frac{1}{Pe} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial \tilde{x}_i} \right) = 0, \quad (3.32)$$

en définissant les quantités sans dimensions de vitesse, $\tilde{u}_i = u_i / \langle U_t \rangle$, de concentration, $\tilde{c} = c / c_o$, et d'espace, $\tilde{x}_i = x_i / H$. Cette équation (3.32) fait apparaître le nombre de Péclet, noté Pe , qui représente le rapport entre le flux de matière engendré par l'advection et celui dû à la diffusion, soit :

$$Pe = \frac{\langle U_t \rangle H}{D_{\text{mol}}}. \quad (3.33)$$

Avec l'équation (3.32), étudier l'influence de la vitesse de rotation sur le flux de matière à la frontière de deux cellules revient à faire varier le nombre de Péclet pour un champ de vitesse donnée.

3.2.2 Résolution numérique

Nous résolvons l'équation (3.32) de transport numériquement, en utilisant la méthode des éléments finis à l'aide du code *FreeFem++* (Hecht, 2012). Nous la résolvons en deux dimensions dans une boîte rectangulaire dont le rapport d'aspect correspond au nombre de cellules de recirculation, noté n , et dont le maillage est adapté en fonction du nombre de Péclet (figure 3.8). Dans un premier temps, nous définissons un champ de vitesse (u_y, u_z) que nous utilisons par la suite pour résoudre le transport de matière dissoute en imposant un gradient transverse de concentration à l'échelle du domaine.

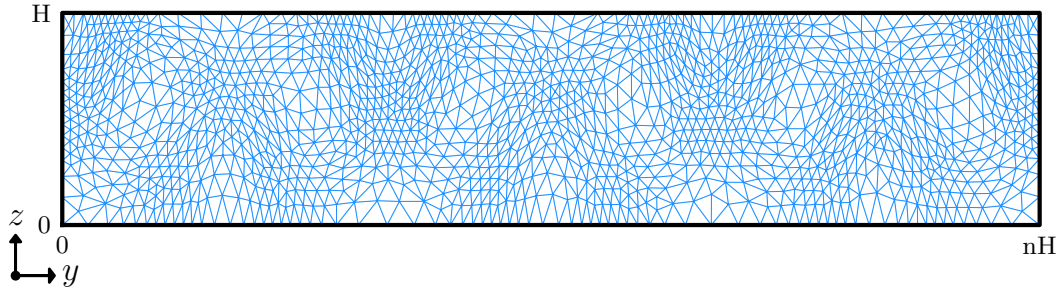


FIGURE 3.8 – Domaine avec un exemple de maillage (pour $Pe = 1$) utilisé pour la résolution de l'équation (3.32) avec *Freefem++*.

Pour obtenir un champ de vitesse représentatif de cellules de recirculation dont le sens de rotation s'alterne, nous avons procédé de deux façons distinctes. Dans la première, nous imposons le champ de vitesse par une expression analytique, et dans la seconde, nous résolvons l'équation de Stokes numériquement pour estimer le champ de vitesse.

3.2.2.1 Champ de vitesse entre deux parois rigides

Pour obtenir une série de cellules de recirculation, nous définissons une expression analytique du champ de vitesse. Celle-ci doit à la fois respecter la conservation de la masse pour un fluide incompressible, décrite par l'équation (1.18), et satisfaire les conditions aux limites. Ici, nous définissons ces conditions pour un écoulement confiné entre un fond et une surface rigide, et dont les berges seraient à l'infini, comme figuré sur la figure 3.9.

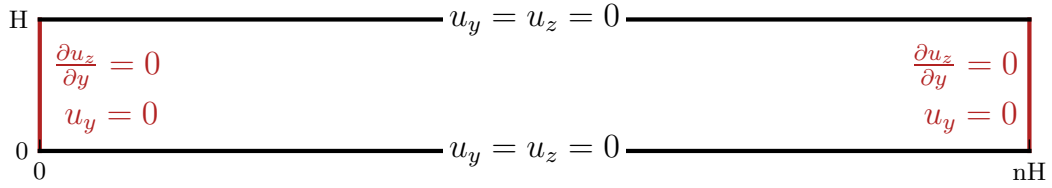


FIGURE 3.9 – Conditions limites imposées pour définir le champ de vitesse. — Pour les berges, et — pour le fond et la surface.

Le système suivant décrit un champ de vitesse respectant ces conditions :

$$\begin{pmatrix} u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3 \sin\left(y \frac{\pi}{H}\right) \cos\left(z \frac{\pi}{H}\right) \sin\left(z \frac{\pi}{H}\right)^2 \\ - \sin\left(z \frac{\pi}{H}\right)^3 \cos\left(y \frac{\pi}{H}\right) \end{pmatrix}. \quad (3.34)$$

Afin d'utiliser ce champ de vitesse dans l'équation (3.32) du transport de matière, nous devons définir la vitesse caractéristique $\langle U_t \rangle$, qui permet de calculer le nombre de Péclet à partir de l'équation (3.33). Pour ce faire, cette vitesse caractéristique est définie comme :

$$\langle U_t \rangle = \sqrt{\frac{1}{nH^2\pi^2} \iint (u_x^2 + u_y^2) dy dz}. \quad (3.35)$$

En utilisant l'expression du champ de vitesse définie par le système (3.34), celle-ci peut alors être calculée analytiquement :

$$\langle U_t \rangle = \frac{\sqrt{7}}{4\pi}. \quad (3.36)$$

Le champ de vitesse adimensionné par cette vitesse caractéristique est représenté sur la figure 3.10 pour une boîte de rapport d'aspect 4.

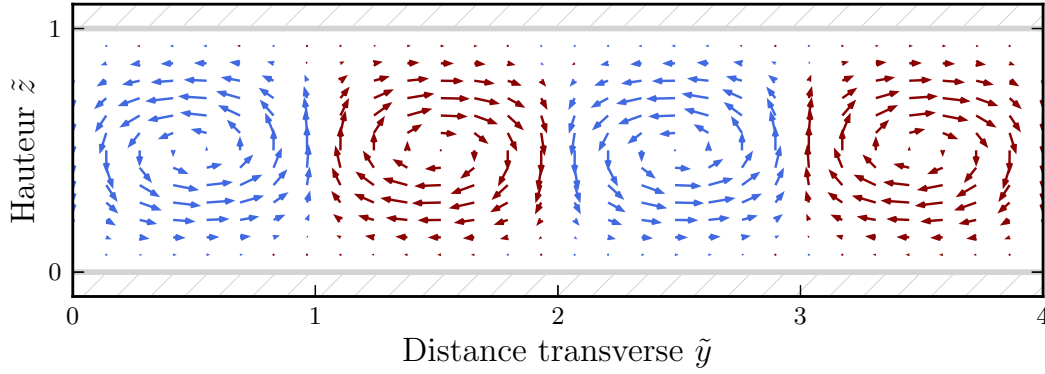


FIGURE 3.10 – Représentation du champ de vitesse formant des tourbillons inversés issu du système (3.34).

Une fois le champ de vitesse connu, nous pouvons l'utiliser dans l'équation (3.32) de transport de matière dissoute. Celle-ci est résolue pour des conditions aux limites, appliquées aux bords gauche et droit, suivantes :

$$\tilde{c}(\tilde{y} = 0, \tilde{z}) = -\frac{1}{2}, \quad \text{et} \quad \tilde{c}(\tilde{y} = n, \tilde{z}) = \frac{1}{2}. \quad (3.37)$$

Ainsi, nous créons un gradient transverse qui permet de définir un coefficient de diffusion macroscopique, noté D_{macro} , qui rend compte de la dynamique à l'échelle de l'ensemble des cellules de recirculation. Par définition, le flux transverse moyen associé à ce gradient s'écrit alors :

$$F_{\text{macro}} = -D_{\text{macro}} \frac{\Delta c}{L}, \quad (3.38)$$

où Δc est la différence de concentration entre les deux bords de la boîte séparés d'une distance L . Ce flux peut alors s'exprimer dans sa version adimensionnée en notant que $\tilde{L} = nH/H$:

$$F_{\text{macro}} = -D_{\text{macro}} C_0 \frac{\Delta \tilde{c}}{n}. \quad (3.39)$$

La figure 3.11 présente la répartition de la concentration dans une boîte soumise à un gradient macroscopique de concentration latéral pour quatre valeurs du nombre de Péclet. Nous pouvons remarquer que, plus le nombre de Péclet est élevé, plus les lignes d'iso-concentration sont confinées proches des parois délimitant une cellule de recirculation. Au niveau de la paroi qui sépare deux cellules de recirculation, la vitesse transverse, u_y , est nulle (voir la figure 3.10). Le flux au travers de

celle-ci est alors assuré par un processus de diffusion que nous pouvons exprimer comme :

$$F_{\text{micro}} = -D_{\text{mol}} C_0 \int_{\tilde{z}=0}^{\tilde{z}=1} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial \tilde{y}} d\tilde{z}. \quad (3.40)$$

À l'équilibre, ce flux est identique à celui défini à l'échelle macroscopique par l'expression (3.39). Le rapport entre les deux coefficients de diffusion s'écrit alors :

$$\frac{D_{\text{macro}}}{D_{\text{mol}}} = \frac{n}{\Delta \tilde{c}} \int_{\tilde{z}=0}^{\tilde{z}=1} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial \tilde{y}} d\tilde{z}. \quad (3.41)$$

Nous pouvons évaluer la valeur de ce rapport en calculant l'intégrale numériquement. Son évolution en fonction du nombre de Péclet, représentée sur la figure 3.12, montre que ce dernier est proportionnel à la racine carrée du nombre de Péclet quand les flux d'advections dominant ($Pe \gg 1$) :

$$\frac{D_{\text{macro}}}{D_{\text{mol}}} \propto \sqrt{Pe}. \quad (3.42)$$

Afin de tester l'influence du champ de vitesse sur cette loi d'échelle, nous en avons calculé un second, qui autorise cette fois le glissement du fluide à la surface de la boîte.

3.2.2.2 Champ de vitesse par résolution de l'équation de Stokes

Le second champ de vitesse n'est plus imposé par une forme analytique mais calculé à partir de la résolution de l'équation de Stokes en utilisant une méthode d'éléments finis. Pour forcer l'apparition de cellules de recirculation au travers de la section, nous imposons une force de volume qui varie périodiquement en espace. Dans ce cas, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$-\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} = \cos\left(y \frac{\pi}{H}\right). \quad (3.43)$$

Nous résolvons cette équation en utilisant les mêmes conditions aux limites pour les bords gauche et droit ainsi que pour le fond (voir la figure 3.9) que celles satisfaites par le premier champ de vitesse décrit par le système (3.34). En revanche, la condition à la surface, en $z = H$, autorise cette fois la vitesse transverse à glisser le long de la surface, soit :

$$\left. \frac{\partial u_y}{\partial z} \right|_{z=H} = 0, \quad \text{et} \quad u_z|_{z=H} = 0. \quad (3.44)$$

Avant d'être utilisé dans l'équation (3.33) du transport de matière, ce champ de vitesse est adimensionné en estimant numériquement la valeur de la vitesse caractéristique, $\langle U_t \rangle$, à partir de l'équation (3.35). Lorsque ce champ de vitesse (figure 3.13) est utilisé pour estimer le rapport entre le coefficient de diffusion

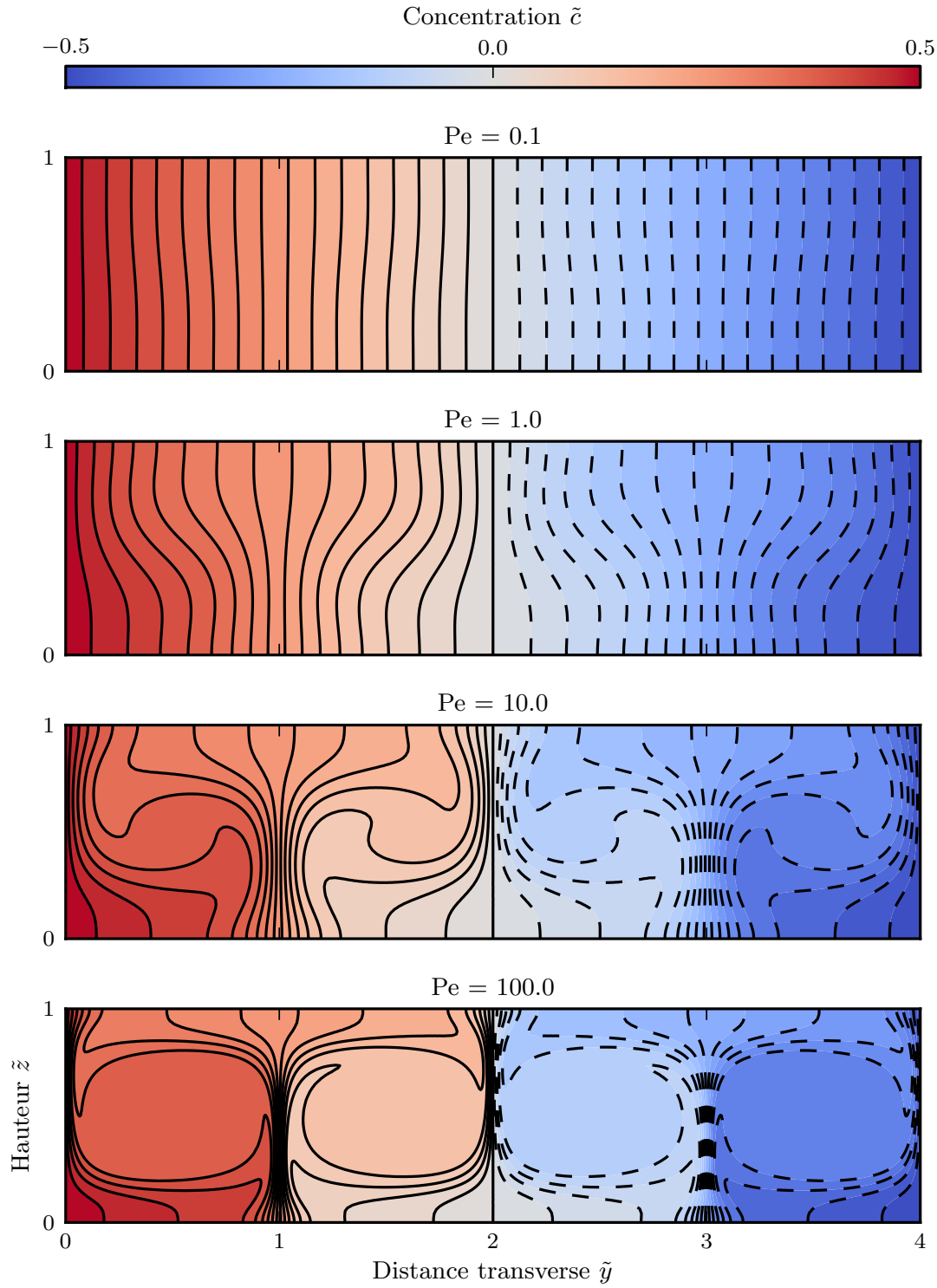


FIGURE 3.11 – Répartition de la concentration pour différentes valeurs du nombre de Péclet. Le champ de vitesse est issu du système (3.34), et les conditions aux limites (des bords gauche et droit) pour la concentration sont celles décrites par l'équation (3.37).

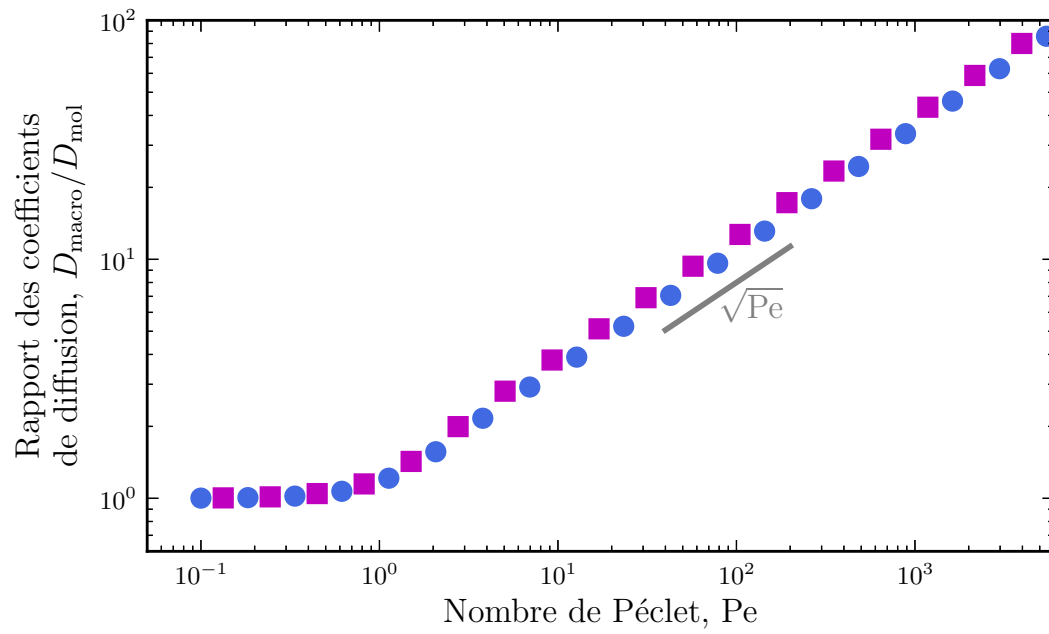


FIGURE 3.12 – Évolution du rapport entre le coefficient de diffusion macroscopique et celui moléculaire en fonction du nombre de Péclet. ● Champ de vitesse des tourbillons imposé analytiquement par le système (3.34). ■ Champ de vitesse calculé en résolvant l'équation de Stokes (3.43).

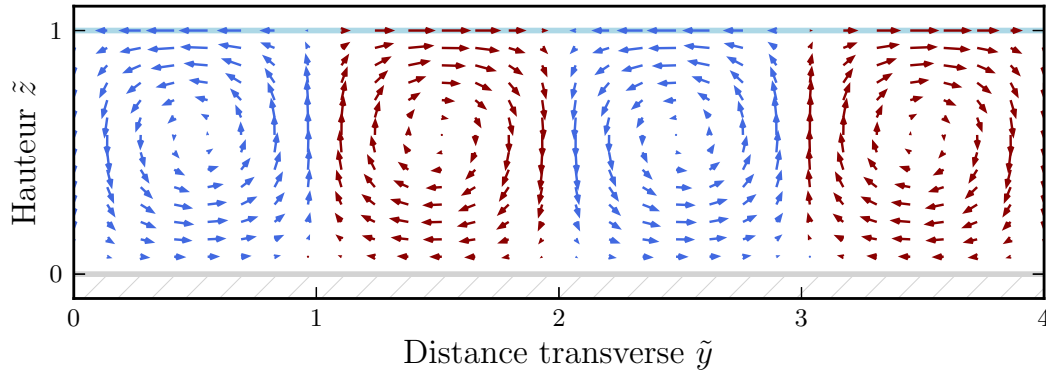


FIGURE 3.13 – Champ de vitesse calculé en résolvant l'équation de Stokes (3.43).

macroscopique et celui microscopique, nous pouvons constater que celui-ci évolue toujours selon la même loi d'échelle, soit comme la racine carrée du nombre de Péclet (figure 3.12). Cette évolution semble donc être peu dépendante du champ de vitesse utilisé.

3.2.3 Relation entre diffusion microscopique et macroscopique

Guyon et collab. (1987) ont proposé une théorie pour expliquer l'évolution de la dispersion macroscopique comme la racine carrée du nombre de Péclet. Leur explication se fonde sur la trajectoire des particules au sein d'un tourbillon. Lorsque les particules sont proches de la frontière, celles-ci peuvent passer d'un tourbillon au suivant de façon aléatoire. L'évolution du nombre de particules susceptibles de traverser la frontière en fonction du temps est décrite par une analogie avec le problème statistique dit de la « ruine du joueur ». Celui-ci prévoit que le nombre de passages par zéro d'un nombre aléatoire augmente comme la racine carrée du temps. Cette analogie illustre le comportement d'une marche aléatoire, dans lequel une particule soumise à un mouvement aléatoire se sera déplacée d'une distance proportionnelle à la racine carrée de son temps de déplacement. L'évolution statistique du nombre de particules traversant une frontière séparant deux cellules de recirculation, permet de définir un coefficient de diffusion macroscopique dont l'évolution aux temps longs augmente comme la racine carrée du nombre de Péclet. Nous reprenons ici une analyse différente basée sur un raisonnement en terme d'équilibre de flux de matière qui nous permet de retrouver cette loi d'échelle. Cette approche est similaire à celle proposée par Shraiman (1987).

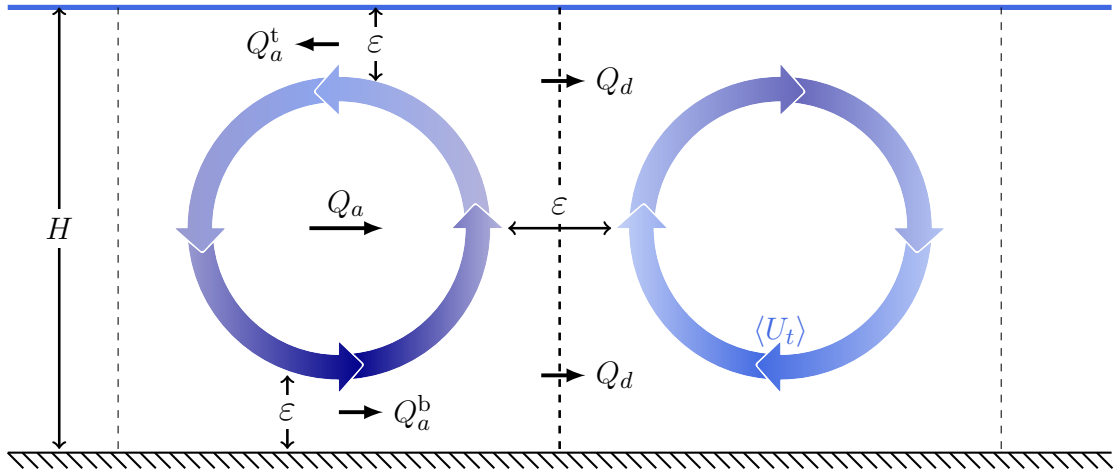


FIGURE 3.14 – Schéma représentant les échanges dans une série de rouleaux. Deux flux : un dû à l'advection, $Q_a = Q_a^b - Q_a^t$, et l'autre à la diffusion au travers de la frontière, Q_d , sont à l'équilibre aux temps longs. L'épaisseur de la couche limite, ε , varie en fonction du nombre de Péclet.

3.2.3.1 Équilibre des flux

Dans un système de rouleaux contrarotatifs, nous pouvons définir deux mécanismes responsables de flux transverses (voir la figure 3.14). Le premier est un mécanisme d'advection qui crée un flux au travers d'une couche limite, notée ε . Le confinement des flux d'advection dans des couches limites est visible sur la figure 3.11, notamment pour une forte valeur du nombre Péclet. Le flux moyen d'advection résultant, noté Q_a , peut être défini en ordre de grandeur comme,

$$Q_a = Q_a^b - Q_a^t \approx \varepsilon \Delta c \langle U_t \rangle, \quad (3.45)$$

dans lequel Δc représente la différence de concentration entre la couche limite proche du fond et celle proche de la surface. Le second mécanisme est celui qui assure l'échange au travers de la frontière séparant deux tourbillons. Comme décrit au § 3.2.2.1, la vitesse transverse y est nulle, et seul un mécanisme de diffusion peut assurer cet échange. La différence de concentration caractérisant ce flux diffusif est du même ordre de grandeur que celle définie entre la couche limite proche de la surface et celle proche du fond. Quant à la distance sur laquelle s'opère cette diffusion, elle est également du même ordre de grandeur que la couche limite, ε , à travers laquelle le flux d'advection est défini. Nous pouvons alors écrire l'ordre de grandeur de ce flux de diffusion comme :

$$Q_d \approx D_{\text{mol}} H \frac{\Delta c}{\varepsilon}. \quad (3.46)$$

À l'équilibre ces deux flux doivent être égaux. Nous pouvons dans ce cas exprimer l'épaisseur de la couche limite,

$$\varepsilon = \frac{H}{\sqrt{\text{Pe}}}, \quad (3.47)$$

qui évolue comme l'inverse de la racine carrée du nombre de Péclet.

Connaissant l'épaisseur de la couche limite, ε , en fonction du nombre de Péclet, nous pouvons alors estimer la valeur du coefficient de diffusion macroscopique :

$$D_{\text{macro}} \approx \frac{H}{\varepsilon} D_{\text{mol}} \approx D_{\text{mol}} \sqrt{\text{Pe}}. \quad (3.48)$$

Nous retrouvons ici l'évolution du rapport entre les deux coefficients de diffusions observée lors de la résolution numérique de l'équation (3.32) de transport de matière dissoute (voir la figure 3.12). Au premier ordre, celui-ci évolue donc bien comme la racine carrée du nombre de Péclet.

3.2.3.2 Équilibre des temps d'échanges

Une autre façon d'expliquer l'épaisseur de la couche limite, ε , consiste à utiliser les temps caractéristiques du processus d'advection et de celui de diffusion. Celui caractérisant le transport par advection, peut être défini comme :

$$T_a = \frac{H}{\langle U_t \rangle}. \quad (3.49)$$

Quant à celui qui caractérise le processus de diffusion, nous pouvons l'écrire comme :

$$T_d = \frac{\varepsilon^2}{D_{\text{mol}}}. \quad (3.50)$$

Lorsque ces deux temps sont égaux, nous obtenons une expression de l'épaisseur de la couche limite équivalente à l'équation (3.47). Cette description se rapproche de celle proposée par Guyon et collab. (1987).

Qu'elle soit établie à partir de l'équilibre des flux ou par celui de leurs temps caractéristiques, cette loi d'échelle développée dans le cadre d'un écoulement laminaire ne peut pas s'étendre aux écoulements turbulents par l'intermédiaire d'une simple analogie. Elle illustre cependant l'effet que peut avoir une telle organisation de l'écoulement sur le transport de traceurs passifs.

Ces approches, basées sur des systèmes simplifiés, nous permettent d'entrevoir la dynamique de ces écoulements secondaires à une échelle macroscopique. Les modèles de flux transverse de quantité de mouvement basés sur ces cellules de recirculation reproduisent convenablement la forme du profil transverse de la vitesse principale. La valeur du coefficient de diffusion transverse de quantité de mouvement permettant de reproduire ce profil nous donne alors un ordre de grandeur de vitesse de rotation des cellules de recirculation cohérent avec les vitesses verticales mesurées.

Enfin, la valeur de ce coefficient est comparable aux valeurs de diffusion transverse de traceurs passifs estimées dans la littérature.

L'ensemble de ces résultats tendent à montrer que ces cellules de recirculation sont un mécanisme non négligeable pour les transferts latéraux dans une section de rivière. Connaître le mécanisme à l'origine de ces écoulements secondaires permettrait alors une meilleure estimation des flux latéraux de quantité de mouvement et de soluté dans les rivières.

Chapitre 4

Mécanismes de formation dans les rivières

Les modèles simplifiés que nous avons proposés s'affranchissent de la question du mécanisme de formation des cellules de recirculation afin de se concentrer sur leur influence en termes de flux de quantité de mouvement et de soluté. Dans la littérature, divers mécanismes ont été proposés pour expliquer leur formation, mais pour l'heure aucun consensus en faveur de l'un de ces mécanismes n'existe. Dans ce chapitre, nous les passerons en revue, en les comparant à nos observations lorsque celles-ci le permettent.

4.1 Anisotropie de la turbulence

Les cellules de recirculation se développent dans des écoulements turbulents. Comme nous l'avons vu, la turbulence fait apparaître des corrélations entre les composantes fluctuantes du champ de vitesse regroupées au sein du tenseur de Reynolds. Dans les différents modèles que nous avons pu tester, ce tenseur est approximé à différents niveaux. Lorsque celui-ci est isotrope, comme dans les modèle $\mathcal{K} - \varepsilon$, aucune cellule de recirculation n'est observée. En revanche pour les modèles RSM, qui prennent en compte l'anisotropie du tenseur de Reynolds, des cellules de recirculation apparaissent proche des bords (voir la figure 1.26 page 54). L'anisotropie du tenseur de Reynolds semble donc participer à la formation des cellules de recirculation.

Pour étudier l'influence de l'anisotropie du tenseur de Reynolds sur la formation de ces cellules, les diverses études existantes se basent sur l'équation de transport de la vorticité dans la direction de l'écoulement principal (Brundrett et Baines, 1963) :

$$\begin{aligned} \langle u_y \rangle \frac{\partial \langle \Omega_x \rangle}{\partial y} + \langle u_z \rangle \frac{\partial \langle \Omega_x \rangle}{\partial z} = & \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \left(\langle u_z'^2 \rangle - \langle u_y'^2 \rangle \right) \\ & - \frac{\partial^2 \langle u_y' u_z' \rangle}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \langle u_y' u_z' \rangle}{\partial z^2} + \nu \left(\frac{\partial^2 \langle \Omega_x \rangle}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \langle \Omega_x \rangle}{\partial z^2} \right). \quad (4.1) \end{aligned}$$

Où $\langle \Omega_x \rangle = \partial \langle u_z \rangle / \partial y - \partial \langle u_y \rangle / \partial z$ est la vorticité moyenne. Cette équation fait apparaître des termes du tenseur de Reynolds, qui participent au transport de la vorticité (Einstein et Li, 1958 ; Brundrett et Baines, 1963 ; Gessner, 1973 ; Demuren et Rodi, 1983 ; Nikora et Roy, 2012). D'après ces auteurs, ces termes du tenseur de Reynolds seraient ainsi responsables de la formation de cellules de recirculation.

Dans les rivières, les cellules de recirculation que nous observons sont présentes sur l'ensemble de la section avec une taille et une vitesse relativement constantes. Ce n'est en revanche pas le cas des cellules de recirculation obtenues avec les modèles RSM. Ces dernières sont caractérisées par une taille variable et une vitesse qui décroît très vite en s'éloignant des berges. Cette différence entre le modèle et les observations, semble indiquer que l'anisotropie du tenseur de Reynolds n'est pas suffisante pour assurer la formation de cellules de recirculation sur toute la largeur de l'écoulement.

Bien évidemment, le modèle RSM que nous avons testé peut ne pas estimer correctement les propriétés de transport de la turbulence. Il serait donc intéressant d'une part, de tester d'autres équations de fermeture pour des modèles de transport du tenseur de Reynolds et d'autre part, d'essayer de reproduire ces écoulements secondaires à partir de simulations numériques directes des équations de Navier-Stokes (DNS).

Si les simulations numériques directes reproduisent des cellules de recirculation, ils nous fourniront alors l'ensemble des composantes du champ de vitesse. Celles-ci permettraient en particulier d'étudier l'influence de l'anisotropie du tenseur de Reynolds sur la formation de cellules de recirculation. L'utilisation possible de la DNS pour l'étude des cellules de recirculation secondaires est développée dans les perspectives (chapitre 5).

4.2 Instabilité de Rayleigh-Bénard

Par leur forme, les courants secondaires observés dans les rivières font penser aux cellules de convection. Elles apparaissent en particulier lorsqu'un fluide est soumis à un gradient de température tel que le fluide moins dense se trouve sous le fluide plus dense. Quand le fluide n'est soumis à aucun courant principal, ces cellules s'organisent spatialement en réseau dont l'arrangement peut prendre diverses formes. Par exemple, dans certaines conditions ces écoulements forment des hexagones (figure 4.1a). Lorsqu'un écoulement rectiligne est imposé au fluide, les cellules s'organisent alors en une suite de rouleaux dont l'axe de rotation est aligné le long de l'écoulement principal (figure 4.1b). Ce type d'écoulement est généralement appelé Rayleigh-Bénard-Poiseuille (Kelly, 1994 ; Nicolas et collab., 2000 ; Pabiou et collab., 2005), et présente de fortes similitudes avec les cellules de recirculation que nous observons dans les rivières.

Dans ces deux cas, les cellules de convection se forment par modification de la densité du fluide, qui en général diminue lorsque sa température augmente, créant ainsi une stratification instable. Des petites perturbations locales de la température créent des courants ascendants. Si les dissipations de température et de vitesse ne sont pas trop importantes, ces perturbations vont croître et finir par former des cellules de taille comparable à la hauteur de l'écoulement et dont le sens de rotation s'inverse d'une cellule à l'autre.

Dans les rivières, nous pouvons imaginer plusieurs sources externes capables d'instaurer un tel gradient de température. Par exemple, les variations journalières de la température extérieure, qui modifient différemment la température de l'écoulement et celle du sol, ou encore les variations de l'exposition au soleil de la surface de l'écoulement, qui chauffent ce dernier de façon non uniforme.

Nous pouvons également imaginer une source de chauffage interne, induite par l'écoulement lui-même. Celui-ci est produit par le transfert de l'énergie potentielle en chaleur par dissipation visqueuse.

Cependant, les écoulements turbulents ont tendance à mélanger efficacement la température et nous nous attendons donc à trouver une température homogène dans les rivières. En conséquence, bien que des sources de chauffage existent, le nombre de Rayleigh effectif construit à partir de la diffusion turbulente, se prête mal au développement de cellules de recirculation thermiques induites par l'écoulement lui-même.

Si un gradient de température existe dans les rivières, nous devrions observer une légère oscillation transverse de la température moyenne de surface avec une longueur d'onde caractéristique de la taille des cellules de recirculation. Sur la rivière École, nous avons donc mesuré le profil de température moyen à la surface de la section (voir la figure 2.10, page 70). Ce profil est réalisé avec un thermomètre à

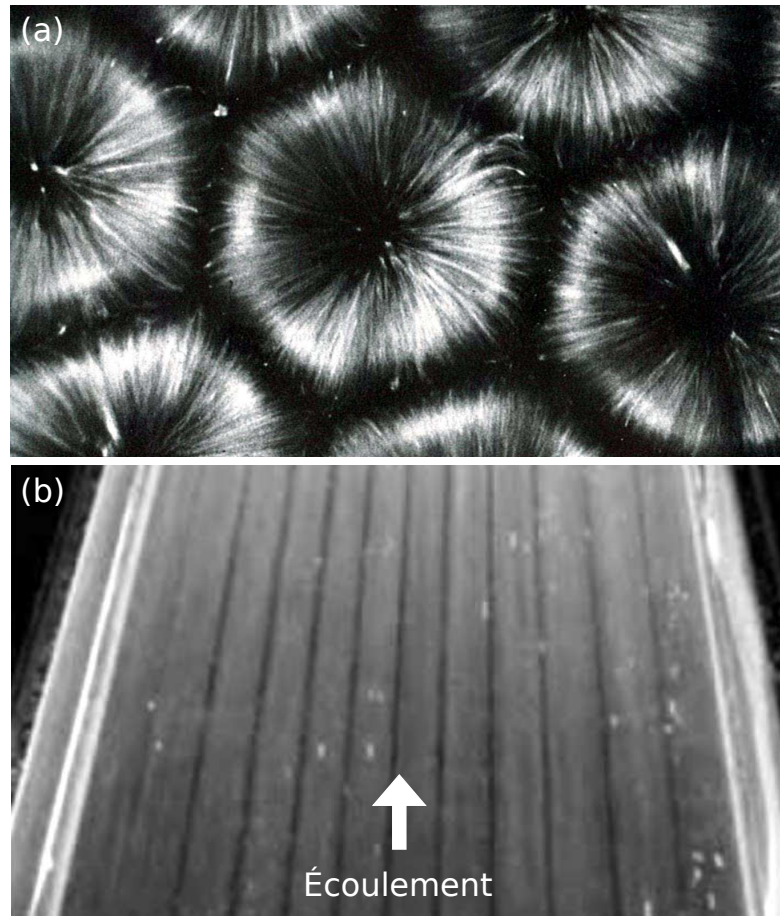


FIGURE 4.1 – Cellules de recirculation de Rayleigh-Bénard. (a) Dans un fluide à surface libre, en l'absence de courant principal. Cliché J. Salan (Guyon et collab., 2001). (b) Dans un écoulement d'air à l'intérieur d'un tuyau à section rectangulaire soumis à un gradient de température verticale ($Re = 120$). Sur cette vue de dessus, la frontière entre deux cellules de recirculation forme une ligne foncée (Pabiou et collab., 2005).

résistance de platine (sonde PT100), dont le capteur est immergé à côté de la sonde acoustique servant à mesurer la vitesse. Ainsi, nous pouvons faire des moyennes temporelles de la température en différents points de la section (figure 4.2). Les profils que nous obtenons ne montrent aucune oscillation de la température moyenne en dépit de la présence de recirculations. Ceci laisse supposer qu'il n'y a pas de gradient vertical de température au sein de l'écoulement.

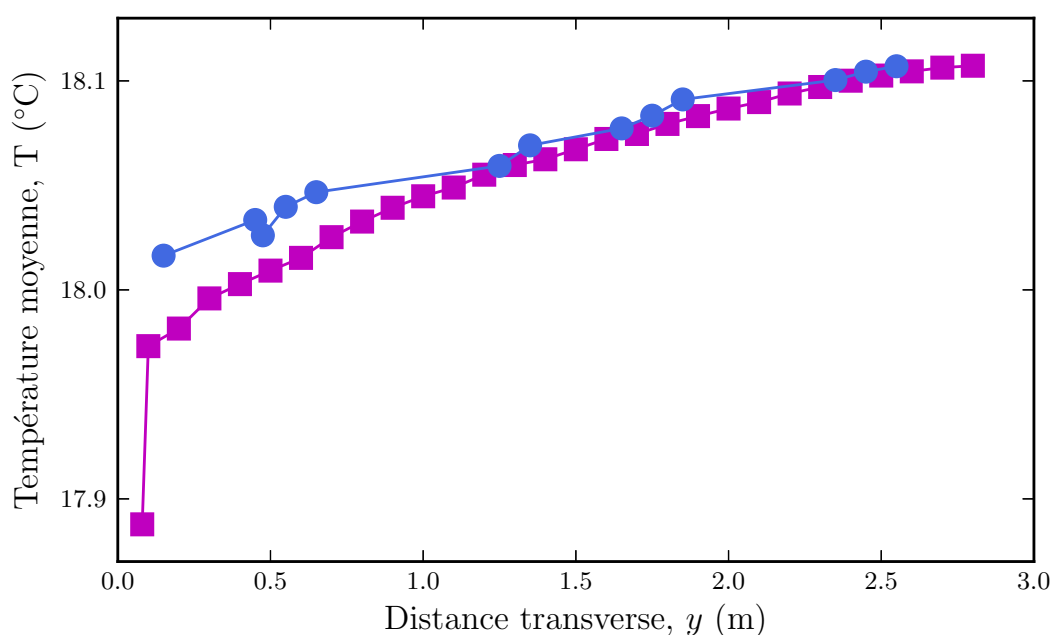


FIGURE 4.2 – Mesure de la température moyenne proche de la surface, chaque point correspond à une moyenne sur 600 mesures. ■ Mesures effectuées lors de la traversée aller. ● Mesures effectuées lors du retour.

Au passage, nous pouvons constater qu'il existe un gradient transverse de température entre les deux berges de la rivière. Celui-ci peut être dû à une différence d'insolation, ou à la différence de matériaux constituant les berges. Celle de droite étant bétonnée, et celle de gauche étant naturelle (voir la photo du bas de la figure 2.10, page 70).

Au final, cette mesure suggère que la convection de Rayleigh-Bénard, n'est pas être à l'origine des cellules de recirculation dans les rivières. Ces mesures préliminaires nécessiteraient néanmoins une investigation plus poussée. Notamment, la température pourrait être mesurée de façon synchrone grâce à plusieurs sondes réparties le long de la section à une profondeur donnée. De telles mesures permettraient d'établir avec plus de certitude la présence, ou l'absence, d'un gradient vertical.

4.3 Interaction entre les sédiments et l'écoulement

L'écoulement des rivières alluviales interagit en permanence avec son lit. Parfois, il est possible d'observer sur le lit de ces rivières des alignements d'une partie de ces sédiments. Ce phénomène a également été reproduit en laboratoire (Karcz, 1966 ; Günter, 1971). Nous avons également observé par ces alignements dans un bras asséché de la rivière Kosi en Inde (figure 4.3). Ces alignements se caractérisent par un espacement régulier qui permet d'imputer leur formation à la présence d'écoulements secondaires.

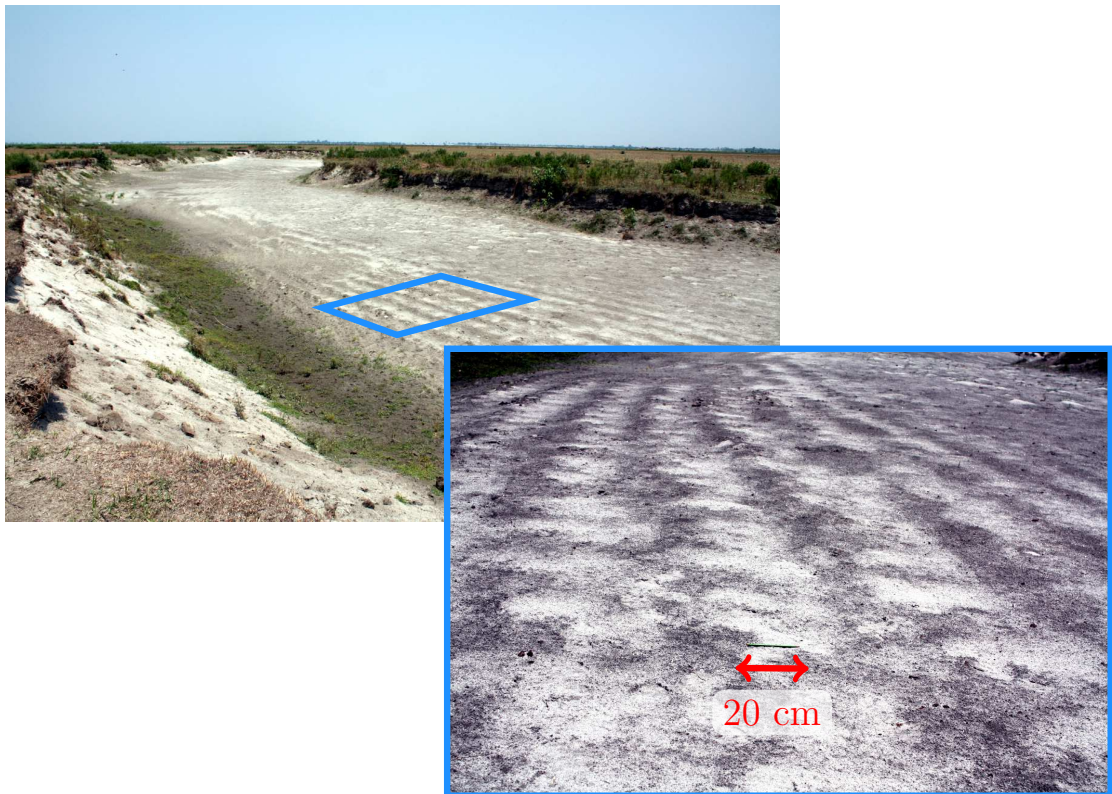


FIGURE 4.3 – Ligne de dépôts de sable observée sur un bras asséché de la rivière Kosi en Inde.

Certains auteurs expliquent la formation de ces structures par une instabilité de l'interaction entre sédiment et écoulement (Colombini, 1993 ; Colombini et Parker, 1995). Les sédiments sont initialement répartis plus ou moins aléatoirement sur le fond. Ce serait alors des petites perturbations de cette couche de sédiments qui initieraient des cellules de recirculation. Ces cellules, influencent ensuite la forme du fond en déplaçant les sédiments des zones où elles créent un courant descendant

à celles où elles créent un courant ascendant. Quand ces cellules atteignent une taille comparable à celle de la hauteur d'eau, elles provoquent alors des alignements de sédiments espacés de deux cellules, qui en retour stabilisent les cellules de recirculation dans l'écoulement (figure 4.4).

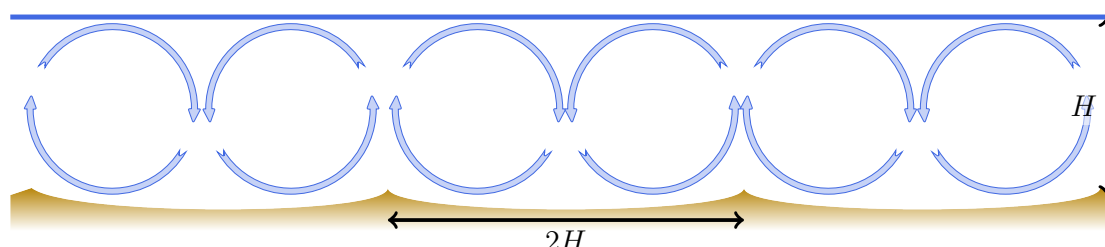


FIGURE 4.4 – Schéma des alignements de sédiments en présence de cellules de recirculation.

Cette idée d'interaction entre les sédiments et l'écoulement pour le développement de cellules de recirculation à partir de petites perturbations de la forme du fond a été testée à l'aide d'une analyse de stabilité linéaire (Colombini et Parker, 1995). Néanmoins, celle-ci dépend du modèle de turbulence utilisé. D'autre part, cette analyse de stabilité se limite au développement initial des cellules, et ne permet donc pas de prédire leur amplitude. Or, nous ne disposons pas d'observations de la croissance de ces cellules pour les comparer à l'analyse.

De plus, nos mesures révèlent la présence de cellules de recirculation dans des écoulements dépourvus de sédiments. Ces observations viennent s'ajouter à celles réalisées en laboratoires dans des canaux exempts de formes de fond (Blanckaert et collab., 2010 ; Albayrak et Lemmin, 2011).

Ces alignements de sédiments semblent donc plus une conséquence de la présence de cellules de recirculation dans l'écoulement, qu'un élément indispensable à leur formation. Ils ne constituent donc probablement pas le mécanisme de formation de ces écoulements secondaires.

4.4 Cellules de Langmuir

Dans les lacs ou les océans, des alignements d'écume et de particules flottantes ont suggéré à Langmuir (1938), l'existence de cellules de recirculation proche de leur surface, qui portent maintenant son nom. Dans cette configuration, le vent est le moteur d'un écoulement cisailé qui s'étend généralement sur une dizaine de mètres sous la surface et dans lequel les cellules se développent en alignant leur axe de rotation dans le sens du vent (voir la figure 4.5). Lorsqu'elles sont présentes, ces cellules influencent considérablement le mélange de la couche de

surface (Flór et collab., 2010). Le mécanisme de formation généralement proposé fait intervenir l'action couplée des vagues de surface, qui créent un léger flux d'eau (appelé « dérive de Stokes »), et le cisaillement vertical. Soumis à des petites perturbations transverses, cette configuration d'écoulement provoque l'apparition de recirculations (Leibovich, 1983 ; Thorpe, 2004).

Dans les rivières, le vent peut également interagir avec la surface libre de l'écoulement. Cette surface peut aussi former des oscillations, mais celles-ci ne produisent pas une houle régulière. De plus, les observations des cellules de recirculation faites en laboratoire ont été obtenues sans imposer de vent à la surface de l'écoulement (Blanckaert et collab., 2010 ; Albayrak et Lemmin, 2011). Ce mécanisme de formation semble donc peu probable en rivière. En revanche l'influence de la surface libre sur ces écoulements peut être une piste intéressante à développer.

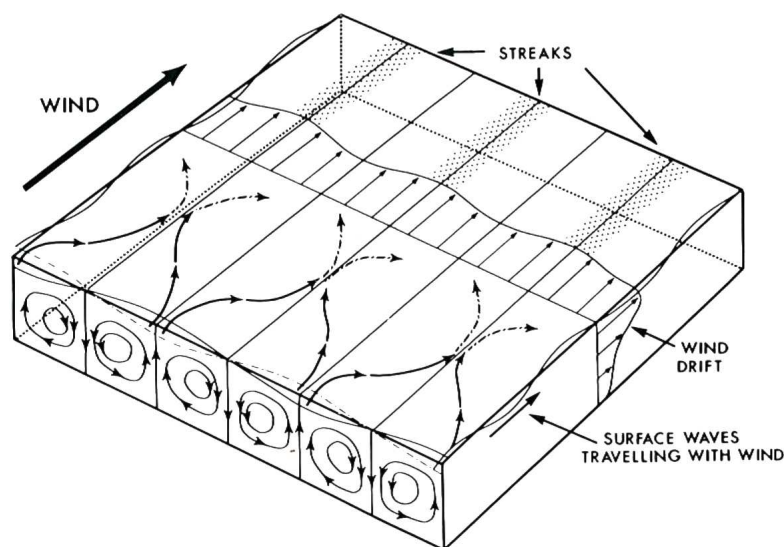


FIGURE 4.5 – Schéma de l'écoulement associé aux cellules de Langmuir (Wetzel, 1983).

4.5 Écoulements granulaires rapides

Les écoulements granulaires sont eux aussi capables de faire émerger diverses formes d'écoulements secondaires. En particulier, Forterre et Pouliquen (2001) ont montré que, sur un fond rugueux, les écoulements granulaires rapides, engendrés par une forte pente, développent des rouleaux longitudinaux (figure 4.6). Leurs mesures, réalisées en laboratoire, montrent que ces recirculations ont une taille comparable à la hauteur de l'écoulement et tournent avec une vitesse similaire

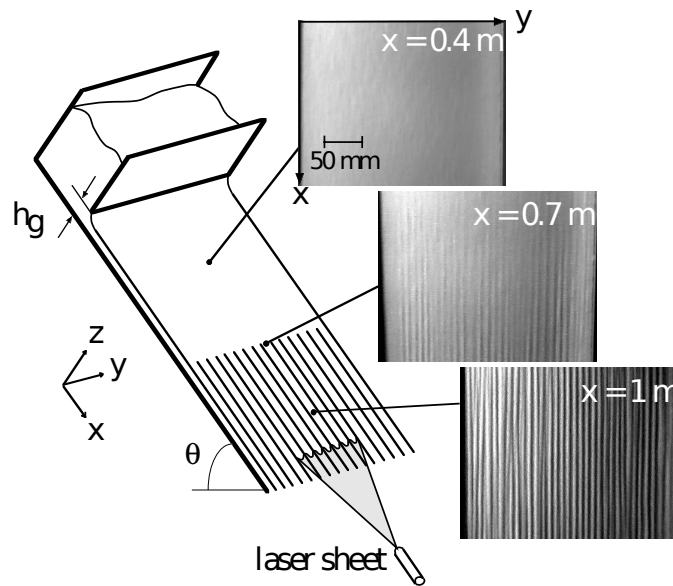


FIGURE 4.6 – Expérience d'écoulement rapide de granulaire sur un plan incliné de $\theta = 41^\circ$, issue de Forterre et Pouliquen (2001). L'apparition de rouleaux longitudinaux est visualisée du dessus grâce aux variations de densité qu'ils engendrent.

à celle observée dans les rivières, soit environ 1% de la vitesse principale. Leur présence est expliquée par l'effet des collisions des grains sur le fond. Celles-ci augmentent l'agitation et diminuent la densité du milieu granulaire proche du fond. Le nombre de grain par unité de volume est alors plus important à proximité de la surface et, sous l'action de la gravité, font apparaître ces recirculations. Ce mécanisme de formation se rapproche de celui de l'instabilité de Rayleigh-Bénard, du fait de la présence d'une poussée d'Archimède. Cependant, il s'en différencie par le fait que la hausse de la « température granulaire » (i.e. l'agitation des grains) proche du fond est engendrée par l'écoulement lui-même. L'analyse de stabilité linéaire réalisée par les mêmes auteurs confirme que des petites perturbations transverses conduisent à des modes d'écoulements en forme de rouleaux longitudinaux (Forterre et Pouliquen, 2002).

Pour l'étude des écoulements secondaires qui se développent dans les rivières, ce mécanisme de formation est peu probable en raison de la faible compressibilité du fluide. Cependant, cet exemple illustre la possibilité de développer des cellules de recirculation dans des écoulements à rhéologie complexe.

Les cellules de recirculation apparaissent dans de nombreux écoulements cisailés. Parmi les différents mécanismes de formation proposés, nous pouvons retenir pour les rivières l'influence possible du tenseur de Reynolds, ainsi que celle moins probable d'un gradient thermique. En revanche nous pouvons raisonnablement écarter l'effet de l'interaction entre les sédiments et l'écoulement.

À ces mécanismes s'ajoute l'influence éventuelle de la surface libre sur l'existence de ces cellules de recirculation.

L'exploration des divers paramètres pouvant influencer les écoulements secondaires ne peut se faire à partir d'études sur le terrain. L'écoulement n'y est pas contrôlé et son instrumentation n'est pas évidente. En revanche, le développement d'études d'écoulement de laboratoire ainsi que l'utilisation de simulations numériques directes des équations de Navier-Stokes pourraient nous aider à identifier l'origine de ces cellules de recirculation. Nous développerons ces deux axes d'études comme perspectives à la fin du dernier chapitre.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Les travaux présentés au cours de cette étude nous ont permis de caractériser l'écoulement moyen au travers d'une section de rivière rectiligne. Ainsi, nos mesures de vitesses moyennes, réalisées à l'aide de profileurs acoustiques, ont mis en évidence l'existence de cellules de recirculation secondaires.

Pour les observer, nous avons dû mettre au point des dispositifs instrumentaux permettant la mesure de la vitesse pendant une durée suffisamment importante afin d'en définir la valeur moyenne en une position transverse donnée. Ces mesures tirent profit des profileurs acoustiques qui ne perturbent quasiment pas l'écoulement lors de la mesure. Leur utilisation ne résout cependant pas l'ensemble des problèmes métrologiques. Rappelons que l'une des principales limitations reste le temps nécessaire pour couvrir l'ensemble de la section : deux jours ont été nécessaires pour mesurer les recirculations de la Seine.

Ces cellules de recirculation, dont l'axe de rotation est aligné selon l'écoulement principal, sont caractérisées par une alternance de leur sens de rotation et par une taille équivalente à la hauteur de l'écoulement. Leur présence induit des vitesses verticales et transverses moyennes qui varient périodiquement au travers de la section avec une amplitude de l'ordre de quelques pourcents de la vitesse principale. Nous avons pu montrer que ces variations sont présentes jusqu'au centre de deux rivières dont le nombre de Reynolds diffère de plusieurs ordres de grandeur, apportant ainsi la confirmation en milieu « naturel » des quelques observations déjà réalisées pour des écoulements de laboratoire (Rodriguez et Garcia, 2008 ; Blanckaert et collab., 2010 ; Albayrak et Lemmin, 2011). L'ensemble de ces observations nous laisse supposer que ces structures sont caractéristiques des écoulements dans les tronçons rectilignes des rivières.

Le mécanisme de formation de ces cellules de recirculation demeure spéculatif. Loin des berges, les modèles numériques d'écoulement que nous avons employés, sont incapables de reproduire ces cellules de recirculation, témoignant ainsi des limites liées aux fermetures turbulentes adoptées. Les mesures que nous avons obtenues constituent donc un jeu de données intéressant pour tester de nouveaux modèles d'écoulements dans une configuration relativement simple, celle d'une section rectangulaire de rivière rectiligne. L'absence de mécanisme de formation ne nous empêche pas d'en évaluer l'influence sur les transferts de quantité de mouvement et de traceurs passifs à l'aide de modèles simplifiés.

Pour étudier les flux de quantité de mouvement engendrés par ces cellules de recirculation, nous avons développé un modèle à l'échelle macroscopique. Celui-ci repose sur les équations de Saint-Venant pour lesquelles nous proposons une expression pour le flux transverse basée sur l'advection engendrée par ces cellules de recirculation. Ce modèle reproduit assez bien le profil de la vitesse principale moyenne le long d'une section rectangulaire, et permet ainsi le calcul de la contrainte moyenne exercée sur les berges. À partir de ce modèle, nous montrons que le flux induit par les cellules de recirculation est du même ordre de grandeur que le flux induit par la diffusion turbulente. Ainsi, ces structures ne peuvent pas être simplement négligées lors de l'étude de l'écoulement des rivières.

Ces cellules de recirculation affectent la distribution de traceurs passifs au sein de la section. Pour l'heure, nous ne disposons que de très peu de données pour étudier cette influence. En particulier, aucune étude ne fournit à la fois des données de vitesse et de concentration pour une même section de rivière avec une résolution spatiale suffisante pour étudier de façon quantitative l'influence de ces cellules sur le transport de soluté. À défaut, nous avons utilisé une approche numérique pour aborder cette problématique. Elle nous a permis d'étudier l'influence d'un système de cellules de recirculation, artificiellement générées, sur le coefficient de diffusion à l'échelle macroscopique pour un écoulement laminaire. Dans ce cas, le rapport entre le flux de diffusion à l'échelle macroscopique et celui à l'échelle microscopique augmente comme la racine du nombre de Péclet.

L'estimation d'un coefficient de diffusion transverse permet notamment de calculer une distance d'homogénéisation des concentrations de matière en suspension sur la largeur d'une rivière. Prenons l'exemple de la confluence entre la Marne et la Seine (figure 5.1).

À partir du coefficient de diffusion, Γ_y , et de la largeur de la rivière, L , nous pouvons définir un temps de diffusion :

$$T_d = \frac{L^2}{\Gamma_y}. \quad (5.1)$$



FIGURE 5.1 – Photo aérienne de la confluence entre la Seine et la Marne illustrant le mélange de matière en suspension. Image DigitalGlobe/NASA.

Celui-ci caractérise la durée nécessaire pour que les différentes concentrations de matière en suspension apportées par ces deux rivières se répartissent uniformément sur la largeur de la section en aval de la confluence.

La distance parcourue par l'écoulement principal pendant ce temps de diffusion est :

$$d \approx U_{\infty} T_d. \quad (5.2)$$

Cette distance représente donc la distance, à compter de la confluence, nécessaire pour que les concentrations de matière en suspension soient homogènes dans la section. En utilisant les valeurs que nous avons obtenues pour la Seine en étudiant les cellules de recirculation (voir la table 3.1 page 96), nous obtenons une distance d'homogénéisation de l'ordre de :

$$d \approx 50 \text{ km} \quad \text{pour} \quad \Gamma_y = u^* H, \text{ et} \quad (5.3)$$

$$d \approx 200 \text{ km} \quad \text{pour} \quad \Gamma_y = 0.24 u^* H. \quad (5.4)$$

Ces valeurs sont calculées en utilisant $U_{\infty} = 1.2 \text{ m/s}$, $H = 6.2 \text{ m}$, et $u^* = \sqrt{ghS}$ avec $S = 1 \cdot 10^{-4}$. Nous pouvons ainsi constater que l'ordre de grandeur de la distance d'homogénéisation varie d'une dizaine à une centaine de kilomètres. Cette distance est du même ordre de grandeur que celle trouvée par Bouchez et collab. (2010) sur l'Amazone à partir de mesures de concentrations au travers de sa section.

L'estimation de la distance d'homogénéisation dépend de notre compréhension des mécanismes qui engendrent les flux transverses dans la section. En conséquence, une meilleure caractérisation des cellules de recirculation pourrait contribuer à une estimation plus précise de cette distance. Pour ce faire, les résultats exposés dans cette étude peuvent être approfondis à l'aide d'études expérimentales, ou encore par l'utilisation de nouveaux modèles numériques.

Caractérisation expérimentale des cellules de recirculation.

Pour conduire des études de ces écoulements en laboratoire, nous pouvons imaginer un dispositif expérimental constitué d'un long canal rectangulaire (figure 5.2). Sur l'une de ses parois latérales, nous pouvons enchâsser la sonde d'un profileur acoustique. Cette configuration devrait permettre une mesure sans perturbations de l'écoulement par la sonde, car sa surface comme le bord latéral du canal imposent une vitesse nulle à l'écoulement. La sonde doit également être placée suffisamment loin de l'entrée du canal afin d'obtenir un écoulement homogène dans la direction longitudinale.

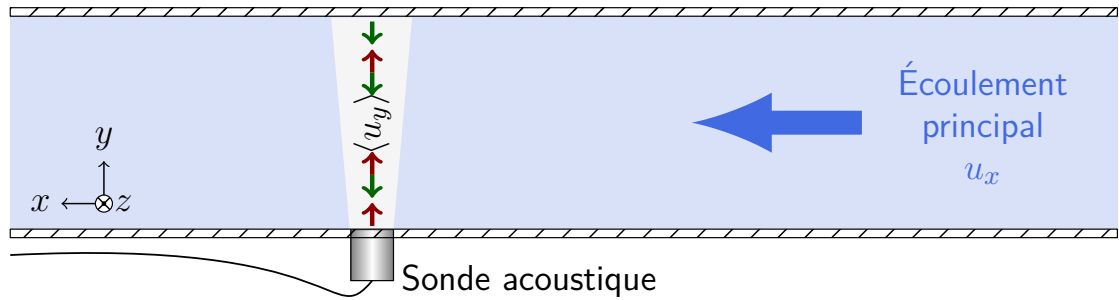


FIGURE 5.2 – Schéma vu de dessus d'un montage expérimental pour étudier des cellules de recirculation en laboratoire. La vitesse transverse moyenne, $\langle u_y \rangle$, créée par ces cellules est figurée par des flèches colorées ($\leftarrow \rightarrow$).

Si nous utilisons le même profileur acoustique que celui utilisé sur la rivière l'École, la vitesse pourra alors être mesurée tous les centimètres sur un profil d'un mètre de long. Le canal devra donc avoir une largeur de l'ordre du mètre ce qui permettra de mesurer la vitesse transverse sur toute la largeur à une profondeur donnée.

Ces mesures de vitesse moyenne permettront alors d'étudier l'évolution de la vitesse des cellules de recirculation en fonction du nombre de Reynolds, mais également de voir s'il existe une valeur critique du nombre de Reynolds au-dessus de laquelle ces cellules commencent à se former.

Si ce genre de dispositif expérimental permet d'observer des cellules de recirculation, il pourrait alors servir à étudier la dispersion de traceurs passifs en présence de ces écoulements secondaires, notamment grâce à des mesures synchrones de concentration et de vitesse.

Ces approches expérimentales ne permettent pas en revanche d'étudier l'influence de la surface libre sur ces courants secondaires de façon simple. L'influence de l'anisotropie du tenseur de Reynolds y est également difficile à tester car elle requiert des dispositifs de mesure de vitesse plus élaborés que celui présenté ici. Son estimation nécessitant de mesurer les trois composantes de la vitesse, en un même point dans l'écoulement, sur l'ensemble de la section.

L'influence de la surface libre ainsi que celle du tenseur de Reynolds sur les cellules de recirculation peuvent par contre être étudiées à l'aide du développement de simulations numériques directes des équations de Navier-Stokes.

Développement de simulations numériques directes.

Les simulations numériques directes modélisent les équations de Navier-Stokes à toutes les échelles de l'écoulement. Elles ne requièrent donc pas de modèle de turbulence pour estimer les petites structures de l'écoulement. En contrepartie, elles nécessitent des maillages très denses afin de les prendre en compte. En plus d'un maillage dense, la dynamique des petites structures nécessite également des pas de temps de simulation très faibles. Ces résolutions temporelle et spatiale élevées demandent des ressources informatiques capables de réaliser un grand nombre d'opérations en peu de temps, et limite pour l'heure l'utilisation de ces modèles à des écoulements dont le nombre de Reynolds est inférieur à quelques milliers.

Bien que limitées par leur temps de simulation élevé, les simulations numériques directes pourraient être utilisées afin de tester l'existence de ces cellules de recirculation dans des écoulements strictement incompressibles. Ces simulations numériques directes ont déjà permis de reproduire des écoulements secondaires dans des tuyaux de section ronde et carrée (Huser et Biringen, 1993 ; Znaïen et collab., 2009). En revanche, à notre connaissance, ces cellules de recirculation n'ont jamais été reproduites dans des tuyaux à section rectangulaire de grand rapport d'aspect.

Il serait donc intéressant de faire des simulations numériques directes dans un domaine tridimensionnel de section rectangulaire. Si des cellules de recirculation sont produites sur l'ensemble de la section, ces simulations permettraient de tester l'influence de la surface libre sur ces cellules de recirculation avec un simple changement des conditions aux limites du bord haut du domaine de simulation. De plus, ces simulations calculent le champ de vitesse complet, ce qui permet d'évaluer le tenseur de Reynolds. Il devient alors possible d'étudier l'influence des termes

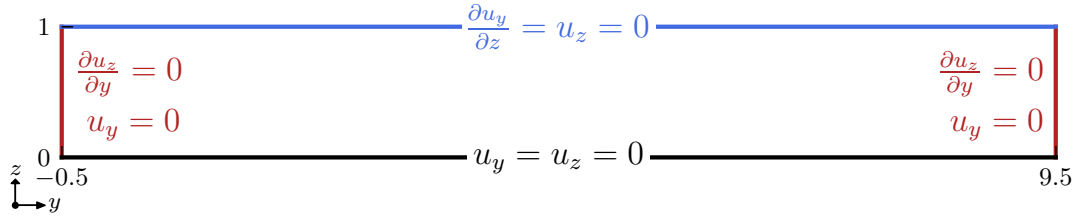


FIGURE 5.3 – Conditions aux limites imposées pour calculer le champ de vitesse. Pour les berges (—), pour le fond (—), et pour la surface (—).

de ce tenseur sur la formation des courants secondaires. Ces études permettront peut-être de proposer un meilleur modèle de fermeture turbulente pour les modélisations RSM (voir § 1.3.5.2), et ainsi obtenir des modèles numériques plus rapides à résoudre qui permettront d'étudier la dynamique des flux transverses de quantité de mouvement et de solutés.

Pour l'heure, les essais que nous avons réalisés ne reproduisent pas ces cellules de recirculation. Ces essais sont notamment limités par la puissance de calcul dont nous disposons, qui ne nous permet pas de faire des simulations tridimensionnelles avec des maillages suffisamment denses.

En revanche, la présence de ces cellules de recirculation peut être forcée en imposant dans les simulations une force de volume périodique en espace. Les simulations numériques directes peuvent, dans ce cas, être utilisées pour étudier l'influence sur les flux transverses d'un système de cellules de recirculation.

Pour ce faire, nous avons réalisé quelques simulations numériques directes d'essais à l'aide du code Gerris, qui présente l'avantage d'adapter le maillage du domaine de simulation en fonction de la taille des structures de l'écoulement (Popinet, 2003). Ces essais ont été réalisés dans un domaine bidimensionnel rectangulaire avec un rapport d'aspect de 10, et avec des conditions aux limites identiques à celles utilisées pour obtenir le champ de vitesse en résolvant les équations de Stokes avec le code FreeFem++ pour un écoulement laminaire stationnaire (voir § 3.2.2.2) ; soit une limite de non glissement au fond et une surface qui autorise la vitesse à glisser dans la direction transverse (figure 5.3).

Dans ce domaine bidimensionnel, nous avons simulé des écoulements pour différentes valeurs du nombre de Reynolds ($Re < 1000$) en imposant les cellules de recirculation. Lorsque les valeurs du nombre de Reynolds deviennent suffisamment importantes, la taille ainsi que la position des cellules de recirculations varient au cours du temps (figure 5.4). Dans les rivières nous pouvons imaginer le même scé-

nario et les cellules de recirculation que nous avons observées à partir du champ de vitesse moyen doivent elles aussi osciller latéralement. En conséquence, elles sont moins visibles dans la moyenne du champ de vitesse que si elles étaient stationnaires.

La dynamique de ces cellules de recirculation influence les flux transverses, nous pourrions donc utiliser les simulations numériques directes pour approfondir l'étude que nous avons menée sur la relation entre le flux macroscopique et microscopique de soluté (voir le § 3.2). Pour ce faire, il faudrait imposer un gradient de soluté à l'échelle du domaine de simulation et étudier le gradient de soluté moyen à la frontière entre deux cellules de recirculation. Ceci permettrait de déterminer la dépendance du coefficient de diffusion macroscopique (voir l'équation 3.42, page 100) en fonction des valeurs du nombre de Péclet et du nombre de Reynolds.

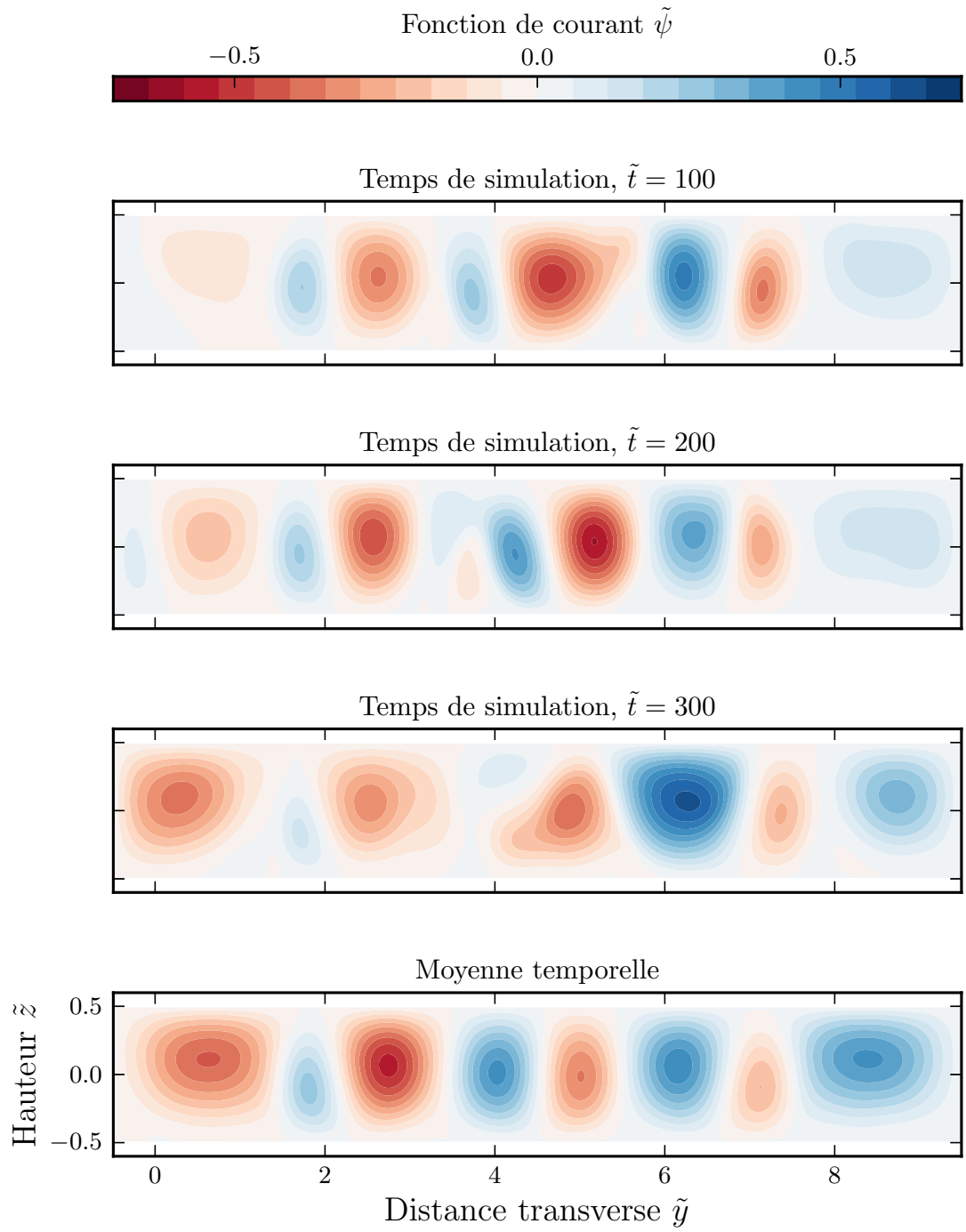


FIGURE 5.4 – Résultat d'une simulation 2D ($\text{Re} \approx 500$) avec le code Gerris (<http://gfs.sourceforge.net/>) dans laquelle les cellules de recirculation sont imposées par une force de volume périodique en espace.

Chapitre 6

Annexes

A Articles publiés

Recirculation cells in wide channel. Article publié dans le journal *Physics of Fluids* en 2014. Il expose les mesures réalisées sur la Seine ainsi que les modèles de diffusion de la quantité de mouvement.

Recirculation cells in a wide channel

H. CHAUVET,^{1, a)} O. DEVAUCHELLE,¹ F. METIVIER,¹ E. LAJEUNESSE,¹ and
A. LIMARE¹

*Laboratoire de dynamique des fluides géologiques, Institut de physique du globe de
Paris (IPGP), Paris, FRANCE.*

(Dated:)

Secondary flow cells are commonly observed in straight laboratory channels, where they are often associated with duct corners. Here, we present velocity measurements acquired with an Acoustic Doppler Current Profiler in a straight reach of the Seine river (France). We show that a remarkably regular series of stationary flow cells spans across the entire channel. They are arranged in pairs of counter-rotating vortices aligned with the primary flow. Their existence away from the river banks contradicts the usual interpretation of these secondary flow structures, which invokes the influence of boundaries. Based on these measurements, we use a depth-averaged model to evaluate the momentum transfer by these structures, and find that it is comparable with the classical turbulent transfer.

(Received 21 August 2013; accepted 19 December 2013; published online 23 January 2014) [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4862442>]

^{a)}Electronic mail: chauvet@ipgp.fr; <http://www.ipgp.fr/~chauvet>

I. INTRODUCTION

Turbulent shear flows often generate stationary vortices aligned with the primary flow. They appear in rapid granular flows¹, in Rayleigh-Bénard-Poiseuille flows², in the superficial layers of sea and lakes³, in straight tubes^{4,5}, as well as in straight channels and natural rivers^{6–8}.

In laboratory channels, a broad spectrum of instruments provide detailed measurements of the velocity field. They reveal secondary flow structures in the plane normal to the primary flow^{6,7,9,10}, among which are the stationary helicoidal flows observed in straight channels (Prandtl refers to them as “*secondary flow of the second kind*”¹¹). They were originally associated with duct corners^{10,12,13}, where they were attributed to the turbulence anisotropy^{3,12,14–17}. Recent experiments reported their existence in wide channels (aspect ratio of about 10), where they arrange themselves as pairs of counter-rotating vortices aligned with the stream direction^{6–8}.

To our knowledge, secondary flow cells have never been measured in very wide channels —the only configuration which separates unambiguously recirculation cells from corner vortices. Alluvial rivers are typically wide and shallow, with an aspect ratio of a few tens¹⁸. Therefore, a significant proportion of their flow should be free from the influence of the banks. Nonetheless, various indirect observations such as sediment streaks^{10,19,20} or fluctuations in the suspended particles concentration²¹ have been associated to secondary flows in alluvial streams. There is however no clear consensus on the physical origin of these patterns^{10,19,20}.

To identify directly secondary flow cells in rivers, we need accurate measurements of the velocity field. Unfortunately, because they require heavy infrastructures, laboratory measurement techniques are of delicate use in the field. Instead, many river studies involve Acoustic Doppler Current Profilers (ADCP). An ADCP emits a diverging bunch of ultrasonic beams from a single source. The three-dimensional velocity field is then reconstructed from the measured radial velocities, thus making it possible to record velocity profiles with a light measurement setup. Due to the divergence of the beams, the velocity reconstruction relies on the assumption that the flow is uniform in the horizontal plane. This configurational limitation generally precludes ADCPs from measuring flow structures smaller than the water depth²².

Recirculation cells, however, are still accessible to ADCP measurements, since they are streamwise invariant and stationary. Here we use these properties to identify recirculation cells in a straight reach of the Seine river (France). At this location, the river is wide and deprived of bed sediment, thus limiting the possible causes of recirculation. Based on these measurements, we then evaluate the momentum transfer by secondary flow cells, and compare it to the classical turbulent transfer.

II. MEASUREMENTS

A. Acoustic Doppler Current Profiler

Our ADCP (model RDI-Workhorse 1200 kHz) emits four divergent acoustic beams. Each beam measures the radial velocities u_r every 25 cm through the water column. The beam angle with respect to the vertical direction is $\alpha = 20^\circ$. Consequently, the distance $2l_{\text{cor}}$ between opposite beams is proportional to the measurement depth h :

$$2l_{\text{cor}} = 2h \tan(\alpha) \simeq 0.8h. \quad (1)$$

Used conventionally, an ADCP computes the Cartesian components of the velocity field (u_x , u_y and u_z) from the four radial velocities (figure 1b). For instance, to get the streamwise velocity u_x at a depth h , it uses the radial velocities from beam 3 and beam 4 (figure 1b). The radial velocities $u_{r,1}$ and $u_{r,2}$ are decomposed as follows:

$$\begin{pmatrix} u_{r,3} \\ u_{r,4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{x,3}(-l_{\text{cor}}) & u_{z,3}(-l_{\text{cor}}) \\ -u_{x,4}(l_{\text{cor}}) & u_{z,4}(l_{\text{cor}}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\alpha) \\ \cos(\alpha) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

where $u_{z,n}$ and $u_{x,n}$ are respectively the vertical and the streamwise velocity in the n -th bins of each beam. This procedure relies on the assumption that the flow is uniform in the horizontal plane²³:

$$u_{i,3}(-l_{\text{cor}}) = u_{i,4}(l_{\text{cor}}). \quad (3)$$

The streamwise velocity at depth h thus reads $u_x = (u_{r,3} - u_{r,4})/2\sin(\alpha)$. Similarly, beam 1 and beam 2 provide the transverse velocity u_y ²⁴.

The uniformity assumption proves reasonable to measure integrated quantities, such as the river discharge, or large flow structures. However, due to the large tilt angle α of a beam, the correlation length l_{cor} is of the order of the flow depth (equation 1, figure 1). Therefore,

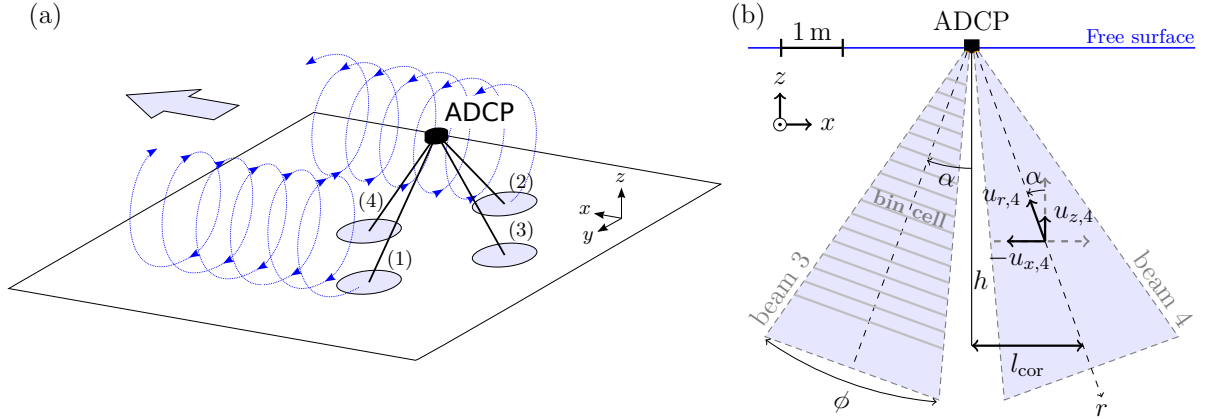


FIG. 1. **(a)** Configuration of the ADCP beams, oriented with respect to the primary flow. **(b)** Configuration of beams 4 and 3, in the vertical streamwise plane. The tilt angle of the beam is $\alpha = 20^\circ$ and its opening angle is $\phi = 30^\circ$. The radial velocity is measured at depth h . The associated correlation length is l_{cor} .

it cannot detect flow patterns smaller than the flow depth²². This precludes ADCPs from measuring the complete velocity field associated to secondary flow cells in a river.

In a straight channel however, we expect the average flow to be uniform in the streamwise direction, even in the presence of stationary helicoidal cells. The uniformity assumption therefore holds along the primary flow and, in principle, we can calculate the vertical velocity of secondary flow cells from the two acoustic beams aligned with the flow (beam 3 and beam 4 in figure 1a)^{25,26}.

Secondary flow cells are weak stationary eddies in a highly turbulent flow. We thus need to average the velocity field over time to reveal them. In addition, since the uniformity assumption holds only on average, our experimental setup can only measure the average velocity field in the vertical streamwise plane (x, z) . We define the average velocity as

$$\overline{u_i} = \frac{1}{T} \int_0^T u_i \, dt, \quad (4)$$

where i denotes the coordinate x or z , and T is a time period long enough to average out the unsteady turbulent flow ($T \approx 10$ min). Fortunately, $\overline{u_x}$ and $\overline{u_z}$ suffice to identify secondary flow cells, and to estimate their influence on the flow.

B. Field site

We collected our measurements midway of a 3 km-long straight reach of the Seine river (France). The river flows above bedrock between two vertical banks (width: 148 m, depth: about 6.2 ± 0.3 m depending on the discharge, figure 2a). The ADCP was mounted on a raft moored to a suspension footbridge which does not perturb the flow (figure 2b). The horizontal velocity of the raft was recorded by an echo-sounder, and the measurements are corrected for it. The raft position was measured with an auto-tracking theodolite with a precision of about a centimeter. We also used the ADCP goniometer to correct the measurements for the angular motion of the raft.

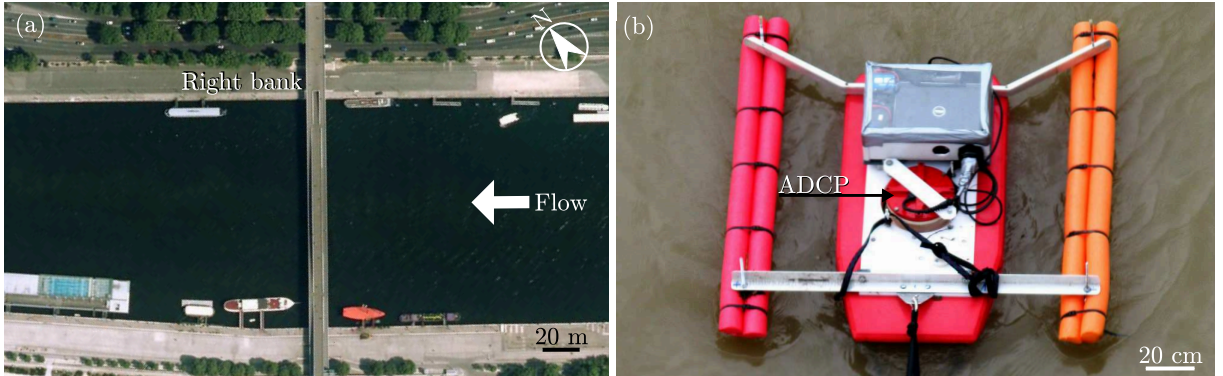


FIG. 2. **(a)** Aerial picture of the field site (source: *Institut Géographique National*). Measurements are made from the footbridge. **(b)** Set-up of the measurement raft.

We acquired three data sets at the same location and at comparable discharges (January 2011: $900 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, February 2012: $950 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, February 2013: $780 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$). For each set, we collected static measurements across the river, about 2 m apart from each other. Each static measurement lasted about 10 min, a duration sufficient for the turbulent component of the flow to average out. In addition, we collected measurements in a transect by slowly pulling the raft along the footbridge.

III. OBSERVATIONS

A. Streamwise velocity

To visualize the primary flow, we define the depth-averaged streamwise velocity as

$$U_x(y) = \frac{1}{H} \int_0^H \overline{u_x} dz, \quad (5)$$

where H is the water depth. The primary velocity appears roughly constant around the center of the channel, and slows down near the banks (figure 3a). As a result, the velocity profile is curved over about two thirds of the river width. Since the water depth is virtually constant across the river, this profile suggests that the flow transfers streamwise momentum to the banks.

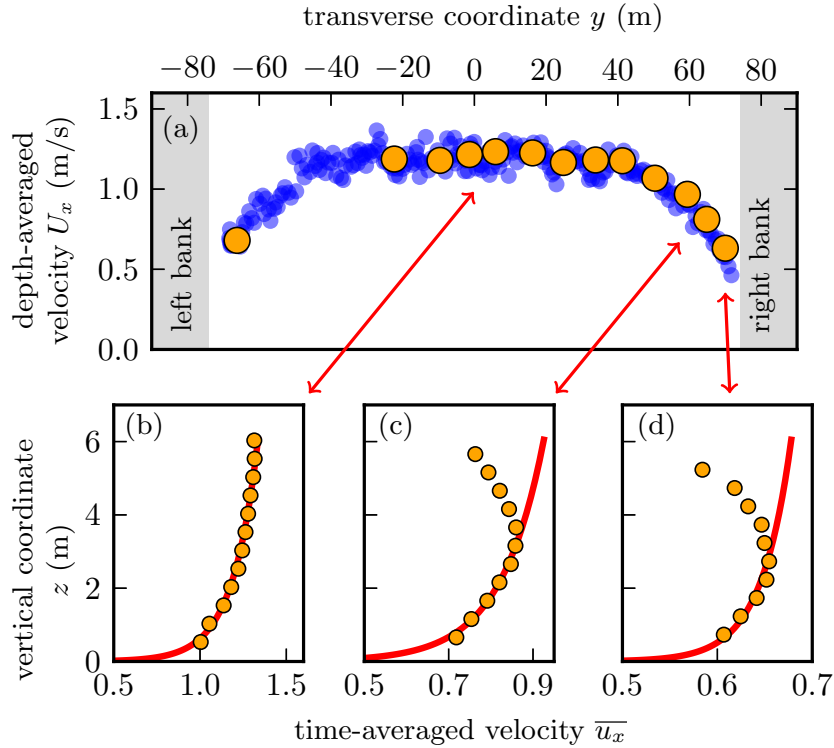


FIG. 3. Streamwise velocity measurements (m.s^{-1}) in the Seine river during winter high flow. The discharge is $900 \text{ m}^3/\text{s}$. **(a)** Depth-averaged velocity U_x from moving measurements (blue) and from static measurements (yellow). **(b)**, **(c)**, **(d)** Time-averaged ($\simeq 10$ minutes) depth profiles ($\overline{u_x}$) with fitted logarithmic profiles (red curve).

The vertical velocity profile is also affected by the banks. At the center of the channel,

the velocity profile resemble the classical logarithmic law of the wall (figure 3b). However, as we approach the banks, the vertical profile deforms: the point of maximum velocity detaches from the water surface and migrates downwards, until it reaches approximately half the flow depth (figure 3c-d).

This observation is reminiscent of laboratory experiments showing a velocity maximum at about $z = 0.6H$ near the banks^{10,27}. This departure from the logarithmic profile is usually interpreted as a signature of secondary flow cells near duct corners^{7,10,11}: these cells create an upward velocity along the side wall, thus bringing slow fluid up to the surface. The center of the cell, hardly impacted by the cell velocity, flows faster than the surrounding fluid. The same flow cell would have a much weaker effect far away from the banks, since the slow water must be transported from the bottom to the surface, thus explaining why the profiles near the center and near the bank differ.

Similarly, the weak spatial oscillation of the streamwise velocity across the river suggests that periodic upwelling brings slow water from the bottom to the surface (figure 3a).

B. Vertical velocity

The streamwise velocity profiles suggests that secondary flow cells exist across the entire channel. We now turn our attention to the vertical velocity, which provides direct insight on such flow structures (figure 4).

To reduce the scatter, the data set is divided into 2 m-wide bins. The vertical velocity is then averaged over each bin, and the standard deviation within a single bin provides an estimate of the error on the mean. The mean vertical velocity shows periodic oscillations across the river, with an amplitude significantly larger than the measurement error. As expected, the average vertical velocity across the channel vanishes, indicating that the vertical motion of the raft does not perturb significantly the measurements.

Despite considerable scatter, both the amplitude and the wavelength of this oscillation are roughly constant over the right-hand half of the river (the duration of the high-flow conditions did not allow measurements across the entire channel). They also show a reasonable consistency between data sets collected one year apart.

Fitting a cosine to the data leads to a wavelength of about 12 ± 0.5 m, and an amplitude of about $0.4 \pm 0.1 \text{ cm s}^{-1}$. The Fourier spectrum of the same data set shows a maximum at

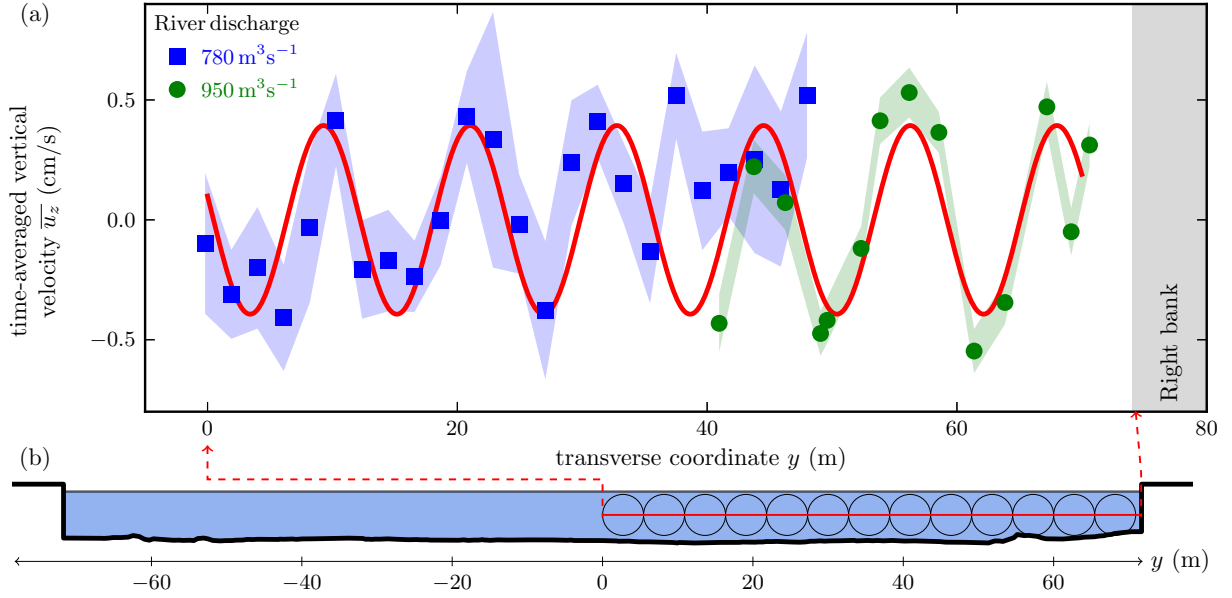


FIG. 4. (a) Time-averaged vertical velocity $\overline{u_z}$ in a transect, at half the flow depth. The shaded envelopes represent the standard error on the mean. The red curve is a cosine fitted to the data. (b) Topography of the river cross-section at the measurement location (scales are preserved). The distance y is measured from the middle of the channel.

a wavelength of about 12 ± 0.5 m (figure 5). Based on this observation, and in accordance with previous experiments^{7,8}, we suggest that the flow generates recirculation cells across the entire channel. The wavelength of the velocity oscillation corresponds to a series of counter-rotating vortices with a diameter of about the flow depth (figure 4b and figure 6). The amplitude of the vertical oscillation is about 0.3% of the streamwise velocity, in accordance with previous findings in laboratory flumes⁷.

IV. MOMENTUM TRANSFER BY RECIRCULATION CELLS

In this section, our intention is to quantify the contribution of secondary flow cells in transporting momentum across the flow. To do so, we use a heuristic model to include the advection by secondary flow cells in the streamwise momentum balance.

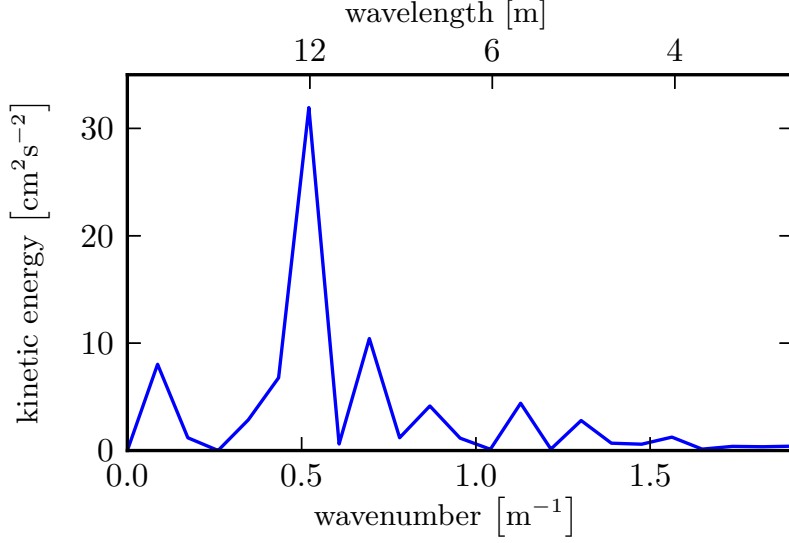


FIG. 5. Energy spectrum of the vertical velocity field, calculated from the data set of figure 4.

A. Momentum balance

In steady state, the Reynolds-averaged Navier-Stokes equation for streamwise momentum reads

$$\rho \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle u_x \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{x,j}}{\partial x_j} + \rho g S, \quad (6)$$

where g , S and ρ are the acceleration of gravity, the river slope and the density of water respectively. The repeated j index implies summation over the transverse y and vertical z coordinates. The brackets denote ensemble average and $\tau_{x,j}$ is the stress tensor, including the Reynolds components.

In a rectangular channel with a steady free surface, the integration of equation (6) over depth leads to

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_0^H (\rho \langle u_x \rangle \langle u_y \rangle - \tau_{y,x}) \, dz = -\tau_{\text{bottom}} + \rho g H S. \quad (7)$$

In the above equation, the left-hand term represents the cross-stream momentum transfer by the conjugate action of the secondary flow and turbulence⁹. Even though the two integrands $\rho \langle u_x \rangle \langle u_y \rangle$ and $\tau_{y,x}$ can be isolated formally, they are physically interdependent.

The bottom shear stress τ_{bottom} is often empirically approximated by a friction law:

$$\tau_{\text{bottom}} \approx \rho C_f U^2, \quad (8)$$

where U is the mean velocity and C_f is a friction coefficient.

B. Turbulent transfer of momentum

We first consider the contribution of turbulence to the cross-stream transfer of momentum. Discarding temporarily the influence of the secondary flow, we use an empirical eddy viscosity ν_t to get a rough estimate of the turbulent transfer:

$$\tau_{x,y} \approx \rho \nu_t \frac{\partial \langle u_x \rangle}{\partial y}. \quad (9)$$

Based on laboratory and field measurements, the vertical profile of eddy viscosity in an open channel is often approximated by a parabola^{10,28–30}:

$$\nu_t \equiv \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{H}\right), \quad (10)$$

where κ is the von Kármán constant and u_* is the friction velocity defined as $\rho u_*^2 = \tau_{\text{bottom}}$.

In an infinitely wide channel (that is, without any flux of momentum across the stream), the velocity profile resulting from equation (6) with a turbulent viscosity closure (10) is logarithmic:

$$\langle u_x \rangle = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right). \quad (11)$$

where z_0 is the roughness length.

In a bounded channel, on the other hand, momentum is transferred from the flow bulk to the banks and, strictly speaking, equation (11) does not hold. However, if the channel aspect ratio is sufficiently large, we may assume that the vertical velocity profile remains logarithmic, in tune with the classical shallow-water approximation:

$$\langle u_x \rangle = U(y) \frac{\sqrt{C_f}}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (12)$$

where $U(y)$ is the depth-averaged velocity.

Based on equations (9) and (12), the cross-stream flux of momentum associated to the Reynolds stress tensor then reads

$$\int_0^H \tau_{x,y} dz \approx \mathcal{B} C_f H^2 U \frac{\partial U}{\partial y} \quad (13)$$

where \mathcal{B} depends on the ratio of the water depth to the roughness length only:

$$\mathcal{B} = \frac{1}{6} \ln \left(\frac{H}{z_0} \right) - \frac{5}{36}. \quad (14)$$

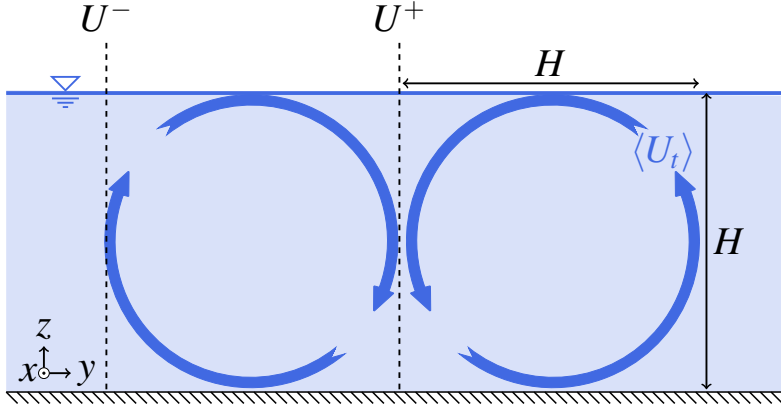


FIG. 6. Schematic representation of the recirculation cells.

Using the above expression to model the cross-stream momentum transfer, the momentum balance (7) reads

$$gHS = C_f U^2 - \frac{\mathcal{B} C_f H^2}{2} \frac{\partial^2 U^2}{\partial y^2}, \quad (15)$$

To evaluate \mathcal{B} from equation (14), we need an estimate of the roughness length z_0 . Fitting a logarithm on several vertical velocity profiles near the center of the Seine river (figure 3b), we find an average value of $z_0 \approx 2 \pm 1$ mm (this value is comparable with prior field measurements³¹), and therefore $\mathcal{B} \approx 1.2 \pm 0.1$.

C. Influence of the the secondary flow on the momentum transfer

We now consider the influence of the secondary flow on the cross-stream transfer of momentum. Based on both the fluctuation of the vertical velocity across the stream (figure 4), and mass balance, we expect the recirculation cells to be arranged in a series of counter-rotating eddies, with a diameter of about the water depth and a velocity $\langle U_t \rangle$ (figure 6). Such a flow configuration, by itself, cannot transfer momentum beyond one cell diameter, as it is compartmented by vertical planes of vanishing cross-stream velocity. However, turbulent diffusion can take over the momentum transfer across these vertical planes, where the momentum gradient is enhanced by the recirculation cells. The mixing due to counter-rotating eddies could thus increase the diffusion of momentum across the stream³².

Assuming that the momentum transfer is limited by convection within the cells, we expect it to scale like $\rho H \langle U_t \rangle (U^- - U^+)$ where U^- and U^+ stand for the streamwise velocity left and right of a cell, respectively (figure 6). If the streamwise velocity varies on scales much

larger than the water depth, we can approximate the velocity difference across a cell by a gradient, namely $U^- - U^+ \approx H \partial U / \partial y$. This approximation is valid only in channels much larger than their depth, which is usually true for alluvial rivers¹⁸.

Finally, based on prior experimental observations^{7,10} and on the measurements presented in section III, we assume that the velocity of the secondary flow scales like that of the primary flow:

$$\langle U_t \rangle \approx C_d U(y), \quad (16)$$

where $C_d \approx 0.003 \pm 0.001$. The momentum balance then reads

$$gHS = C_f U^2 - \frac{C_d H^2}{2} \frac{\partial^2 U^2}{\partial y^2}. \quad (17)$$

This expression is similar to equation (15), except the dimensionless coefficient C_d is substituted for $\mathcal{B}C_f$.

D. Comparison with field data

We now proceed to compare the estimates of the cross-stream flux of momentum to our field measurements in the Seine river. Equations (15) and (17), with the requirement that the velocity vanishes at the banks, share the following analytical solution:

$$U_x = U_\infty \sqrt{1 - \frac{\cosh(y/L_t)}{\cosh(w/(2L_t))}}, \quad (18)$$

where

$$U_\infty = \sqrt{\frac{gHS}{C_f}}. \quad (19)$$

The diffusion length L_t determines the inflection of the velocity profile near the banks. Its mathematical expression depends on the cross-stream diffusion model:

$$L_t = H \sqrt{\frac{\mathcal{B}}{2}} \quad (\text{no secondary flow, equation (15)}) \quad (20)$$

$$L_t = H \sqrt{\frac{C_d}{2C_f}} \quad (\text{with secondary flow, equation (17)}). \quad (21)$$

We evaluate the parameters $U_\infty \approx 1.2 \text{ m s}^{-1}$ and $L_t \approx 14 \text{ m}$ by fitting equation (18) to the data (figure 7). The resulting shape of the velocity profile accords reasonably with the data.

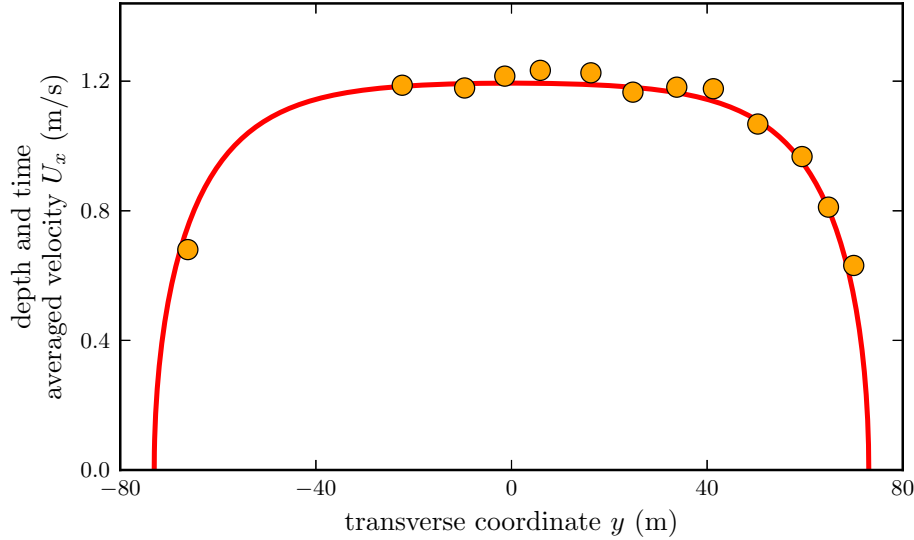


FIG. 7. Comparison of the depth-averaged momentum balance (red curve) with the ADCP measurements (yellow dots). Equation (18) is represented with $U_\infty \approx 1.2 \text{ m s}^{-1}$ and $L_t \approx 14 \text{ m}$ fitted to the data.

Since the the slope of the Seine river in Paris is about 10^{-4} , we find $C_f \approx 0.0042 \pm 0.0001$, which is consistent with classical empirical formulas^{33,34}. The estimation of U_∞ , and therefore of C_f , is virtually independent from the value of the diffusion length L_t .

Based on our estimate of C_f and on relations (20) and (21), we can calculate the diffusion length for the two diffusion models:

$$L_t \approx 4.8 \pm 0.1 \text{ m} \quad (\text{no secondary flow}) \quad (22)$$

$$L_t \approx 3.7 \pm 0.6 \text{ m} \quad (\text{with secondary flow}). \quad (23)$$

The estimated diffusion length is similar for both models, and about three times smaller than the fitted value. Therefore, the two diffusion models not only share the same mathematical expression (equations (15) and (17)), but also involve similar constants. We thus expect the turbulent transfer of momentum to be comparable with the transfer induced by the secondary flow.

The similarity between the two transfer mechanisms implies (i) that recirculation cells cannot be neglected in the momentum balance, and (ii) that the momentum transfer by the recirculation cells cannot be distinguished from the turbulent transfer in the shallow-water framework presented here.

V. DISCUSSION AND CONCLUSION

Due to the diverging configuration of its acoustic beams, an ADCP generally cannot detect flow structures smaller than the flow depth. However, if the measurements are averaged over a sufficient period of time, this instrument can measure stationary and spatially extended flow structures.

We can unambiguously identify secondary flow cells in the vertical velocity field of the Seine River. These stationary vortices extend across the entire channel and rotate at about 0.3 % of the streamwise velocity, in accord with prior laboratory observations^{6,7}.

An order-of-magnitude analysis suggests that the momentum transfer by these secondary flow cells could compare with the intensity of the turbulent stress. If confirmed, this would indicate that the secondary flow influences significantly the primary flow in open channels. This is a strong incentive for further investigations. For instance, detailed flow measurements in laboratory experiments could reveal the streamwise extension of the flow cells, their stability in time and how they depend on the Reynolds number. Experiments would also guide us towards the mechanism which generates these structures.

In rivers, the momentum distribution determines stress on the bed, and therefore controls sediment transport and bed erosion. In addition, secondary cells are likely to enhance the horizontal mixing of passive markers, such as suspended particles, temperature or solutes³⁵.

Finally, beyond open-channel flows, similar recirculation cells appear in a variety of turbulent sheared flows, such as longitudinal streaks in boundary layers^{36,37}, Langmuir circulations below the wind-blown surface of lakes and oceans³⁸, or even granular flows³⁹. To this day, we do not know how many of these phenomena share a common physical origin, if any.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank the Navigation Service of the Seine river, represented by X. Fromageau, who granted access to the field site. A. Vierra built the measurement set-up. We also thank M. Rossi, P.Y. Lagrée and F. Moisy for fruitful discussions.

REFERENCES

- ¹Y. Forterre and O. Pouliquen, “Stability analysis of rapid granular chute flows: formation of longitudinal vortices,” *Journal of Fluid Mechanics* **467**, 361–387 (2002).
- ²H. Pabiau, S. Mergui, and C. Benard, “Wavy secondary instability of longitudinal rolls in Rayleigh-Bénard-Poiseuille flows,” *Journal of Fluid Mechanics* **542**, 175–194 (2005).
- ³H. Jeffreys, “On the transverse circulation in streams,” in *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Vol. 25 (Cambridge Univ Press, 1929) pp. 20–25.
- ⁴J. Znaeni, Y. Hallez, F. Moisy, J. Magnaudet, J. P. Hulin, D. Salin, and E. J. Hinch, “Experimental and numerical investigations of flow structure and momentum transport in a turbulent buoyancy-driven flow inside a tilted tube,” *Physics of Fluids* **21**, 115102–115102 (2009).
- ⁵Y. Hallez and J. Magnaudet, “Turbulence-induced secondary motion in a buoyancy-driven flow in a circular pipe,” *Physics of Fluids* **21**, 081704 (2009).
- ⁶J. Rodriguez and M. Garcia, “Laboratory measurements of 3-d flow patterns and turbulence in straight open channel with rough bed,” *Journal of Hydraulic Research* **46**, 454–465 (2008).
- ⁷K. Blanckaert, A. Duarte, and A. J. Schleiss, “Influence of shallowness, bank inclination and bank roughness on the variability of flow patterns and boundary shear stress due to secondary currents in straight open-channels,” *Advances in Water Resources* **33** (2010).
- ⁸I. Albayrak and U. Lemmin, “Secondary currents and corresponding surface velocity patterns in a turbulent open-channel flow over a rough bed,” *Journal of Hydraulic Engineering* **137**, 1318–1334 (2011).
- ⁹K. Shiono and D. Knight, “Turbulent open-channel flows with variable depth across the channel,” *Journal of Fluid Mechanics* **222**, 617–646 (1991).
- ¹⁰I. Nezu and H. Nakagawa, *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR Monographs (A.A. Balkema, 1993).
- ¹¹L. Prandtl, *Essentials of fluid dynamics: With applications to hydraulics aeronautics, meteorology, and other subjects* (Blackie & SON, 1952).
- ¹²E. Brundrett and W. Baines, “The production and diffusion of vorticity in duct flow,” *Journal of Fluid Mechanics* **19**, 375–394 (1963).
- ¹³B. Galletti and A. Bottaro, “Large-scale secondary structures in duct flow,” *Journal of*

- Fluid Mechanics **512**, 85–94 (2004).
- ¹⁴H. Einstein and H. Li, “Secondary currents in straight channels,” Trans. Am. Geophys. Union **39**, 1085–1088 (1958).
- ¹⁵F. Gessner, “The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner,” Journal of Fluid Mechanics **58**, 1–25 (1973).
- ¹⁶A. Demuren, “Calculation of turbulence-driven secondary motion in ducts with arbitrary cross section,” AIAA journal **29**, 531–537 (1991).
- ¹⁷A. Husser and S. Biringen, “Direct numerical simulation of turbulent flow in a square duct,” J. Fluid Mech **257**, 65–95 (1993).
- ¹⁸F. Metivier and L. Barrier, “Alluvial landscape evolution: what do we know about metamorphosis of gravel bed meandering and braided streams,” in *Gravel-bed Rivers: processes, tools, environments.*, edited by M. Church, P. Biron, and A. Roy (Wiley & Sons, Chichester, 2012) Chap. 34, pp. 474–501.
- ¹⁹S. Ikeda, “Self-formed straight channels in sandy beds,” Journal of the Hydraulics Division **107** (1981).
- ²⁰M. Colombini and G. Parker, “Longitudinal streaks,” Journal of Fluid Mechanics **304**, 161–184 (1995).
- ²¹V. Vanoni, *Experiments on the transportation of suspended sediments by water*, Ph.D. thesis, California Institut of Technology (1940).
- ²²A. Gargett, “Observing turbulence with a modified acoustic doppler current profiler,” Journal of Atmospheric and Oceanic Technology **11**, 1592 (1994).
- ²³R. Gordon, “Principles of operation a practical primer,” Tech. Rep. (RD Instruments, 1996).
- ²⁴RD Instruments, “ADCP coordinate transformation-formulas and calculations: RD Instruments,” Tech. Rep. (N 951-6079-00, 1998).
- ²⁵M. Stacey, S. Monismith, and J. Burau, “Measurements of reynolds stress profiles in unstratified tidal flow,” Journal of Geophysical Research **104**, 10933–10 (1999).
- ²⁶E. Nystrom, C. Rehmann, and K. Oberg, “Evaluation of mean velocity and turbulence measurements with ADCPs,” Journal of hydraulic engineering **133**, 1310 (2007).
- ²⁷A. Gibson, “On the depression of the filament of maximum velocity in a stream flowing through an open channel,” Proceedings of the Royal Society of London. Series A **82**, 149–159 (1909).

- ²⁸D. A. Lyn, *Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling, and Practice* (2008) pp. 763–826.
- ²⁹J. Hervouet, *Hydrodynamics of Free Surface Flows: Modelling with the finite element method* (Wiley Online Library, 2007).
- ³⁰I. Nezu and W. Rodi, “Open-channel flow measurements with a laser doppler anemometer,” *Journal of Hydraulic Engineering* **112**, 335–355 (1986).
- ³¹M. H. García, “Sedimentation engineering: processes, measurements, modeling, and practice,” (ASCE Publications, 2008) Chap. 2.2, pp. 24–34.
- ³²B. Audoly, H. Berestycki, and Y. Pomeau, “Réaction diffusion en écoulement stationnaire rapide,” *Comptes Rendus de l’Academie des Sciences Series IIB Mechanics Physics Astronomy* **328**, 255–262 (2000).
- ³³A. Chezy, “Formule pour trouver la vitesse de l’eau conduite dans une rigole donnée.” in *Annales des Ponts et Chaussées*, Vol. 61 (1776) pp. 165–269.
- ³⁴M. S. Yalin and A. M. Ferreira da Silva, *Fluvial Processes* (International Association of Hydraulic Engineering and Research Monograph, 2001) p. 197.
- ³⁵J. Bouchez, E. Lajeunesse, J. Gaillardet, C. France-Lanord, P. Dutra-Maia, and L. Maurice, “Turbulent mixing in the Amazon River: The isotopic memory of confluences,” *Earth and Planetary Science Letters* **290**, 37–43 (2010).
- ³⁶G. Wanmin and P. A. Taylor, “Turbulent boundary-layer flow over fixed aerodynamically rough two-dimensional sinusoidal waves,” *J. Fluid Mech* **312**, 1–31 (1996).
- ³⁷Y. Aihara, “Formation of longitudinal vortices in the sublayer due to boundary-layer turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics* **214**, 111–129 (1990).
- ³⁸I. Langmuir *et al.*, “Surface motion of water induced by wind,” *Science* **87**, 119–123 (1938).
- ³⁹Y. Forterre and O. Pouliquen, “Longitudinal vortices in granular flows,” *Physical Review Letters* **86**, 5886–5889 (2001).

Cavitation bubbles : a tracer for turbulent mixing in large rivers. Article publié suite à la conférence *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics* en 2011. Il présente une étude de la diffusion à partir des bulles émises par cavitation lors du passage des péniches.

Cavitation bubbles: a tracer for turbulent mixing in large rivers.

Hugo CHAUVET, François METIVIER, Angela LIMARE

Equipe de dynamique des fluides géologiques

Institut de Physique du Globe de Paris, Sorbonne Paris Cité, Univ Paris Diderot,

UMR 7154 CNRS, F-75005 Paris, France.

ABSTRACT: On the Seine river in Paris, the high frequency of tourist boats traffic may exert a significant impact on transport of sediments and thus on transport and residence time of pollutants. To have a better understanding of anthropogenic effects and more generally to study rivers suspended sediments dynamics, it is essential to quantify the river transport capacity. Turbulent mixing is one of these transport mechanisms and we present here a simple technique to estimate lateral coefficient using ADCP backscatter signal analysis. We realized several static measurements during low water discharge ($Q = 140$ cubic meters per second) in which we can see a strong correlation between high backscatter values and the passage of boats. We argue that these high backscatter values, in the center of Paris city, are not due to a sediment plume but to cavitation bubbles. These high values suggest that resonant, ~ 10 micron bubbles are present in the flow in agreement with LISST grain size measurements. Given their slow ascent velocity these particles can be used as passive markers to estimate the lateral turbulent mixing coefficient. For this purpose we develop a dimensionless form of the sonar equation that, when coupled to a simple lateral turbulent diffusion model, allows to compute lateral diffusion coefficients. These estimates of lateral diffusion coefficient have an important implication for representative river water sampling and can be very useful to calibrate numerical models of river flow and sediment transport.

1 INTRODUCTION

The Seine river, in Paris city (Fig.1), is subject to effects of human activities like channel enlargement and dam regulation of water level to allow navigation even during low water discharge period. This navigation, especially the high frequency turnover of tourist boats disturbs the transport of sediments. In order to study its impact on natural flow processes we develop a measurement protocol to study fluvial dynamic along river cross-sections. Turbulent mixing plays an important role and estimation of the lateral turbulent dispersion rate is essential to better understand sediment transport. Unfortunately these estimations are still scarce because they involve deployment of measurement techniques such as dye tracers (Fischer & Park, 1967), that are difficult to apply on large rivers. More recently Bouchez et al. (Bouchez et al., 2010) used an isotopic method to estimate lateral turbulent mixing rate in Amazon river using two tributaries with distinct chemical signatures. In this contribution we apply an original technique to achieve this estimation using an Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP).

We here describe measurement setup and present results of granulometric and echo backscatter data acquired in April 2010 in which we can infer the presence of bubbles. We then discuss echo backscatter processing, in order to get a dimensionless concentration, and develop a simple 1D depth-averaged lateral turbulent mixing model. Finally an application of this model is performed to estimate a coefficient of lateral turbulent mixing.

2 FIELD MEASUREMENTS SETUP AND DATA

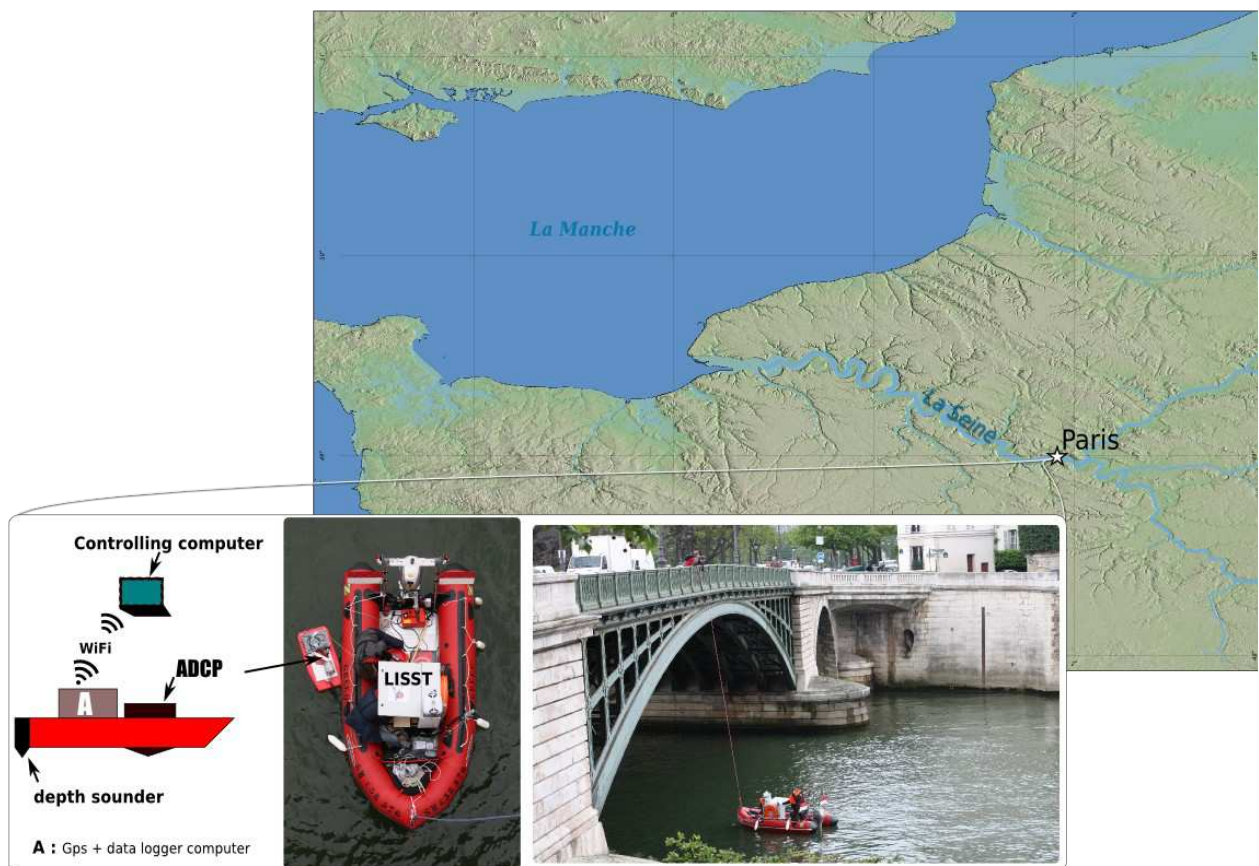


FIGURE 1: Location of the present study and experimental devices setup

To measure river currents and to study particle dynamics we setup an experimental device (Fig. 1) composed of two main instruments: an ADCP (Rio Grande 1200 kHz from RD-Instrument) and a LISST (Laser In Situ Scattering and Transmissometry, LISST-25 from Sequoia). We realised synchronous measurements from a static location established using a rope from a bridge to stabilize an inflatable boat. These measurements have been made at Sully bridge in the center of Paris city, where tourist boats pass one by one and only in one way leading to more comprehensible backscatter signal.

ADCP instruments use the Doppler shift effect to calculate the velocity field and record the echo backscatter over the entire water column within bin in the size range of 5 to 25 centimeter (Gordon,

1996). This instrument is becoming widely used in rivers to estimate their discharges using moving-vessel (Yorke & Oberg, 2002). Using it from a fixed location allow to record time series of velocity field (Muste et al., 2004) and backscatter. The latter reflect the amount of sound reflectors (particles) present in the insonified volume for each bins. It is generally used to estimate suspended solid concentration to study sediment dynamic. This estimation is not straightforward and require independent concentration measurements, like optical backscatter point sensor (OBS) (Gartner, 2004; Hoitink & Hoekstra, 2005) or direct sample measurements (Holdaway et al., 1999), in order to calibrated echo backscatter. In this study we use a LISST to complete backscatter measurements.

The LISST is an optical instrument that calculates the concentration of particles for different particle sizes using their light scattering properties (Agrawal & Pottsmith, 2000). It gives access to grain size distribution for a given depth. The LISST-StreamSide measures particle sizes in 32 log-spaced size classes in the size range of 1.25 to 250 microns. Both of these measurements are sensible to any kind of reflectors like air bubbles or organic organisms so a particular attention has to be payed during measurements in river especially if there is ship traffic.

On backscatter time series recorded during this study, strong variations of backscatter are present (right of Fig.2) and seems to be correlated with ship passages. This kind of backscatter shape can be due to sediment plume or cavitation bubbles produced by ships propellers. Looking at particle size distribution measured with the LISST during one of this high backscatter stage, presented on left of Fig.2, we can remark the presence of 10 micron sized particles. For our ADCP transmitted sound pulses frequency (1200 kHz), this size of particles corresponds to resonant radius for air bubbles (Brennen, 1995). Furthermore concentrations measured with the LISST are small while backscatter variations are relatively important, reflecting a greater sensitivity to presence of bubbles for the ADCP.

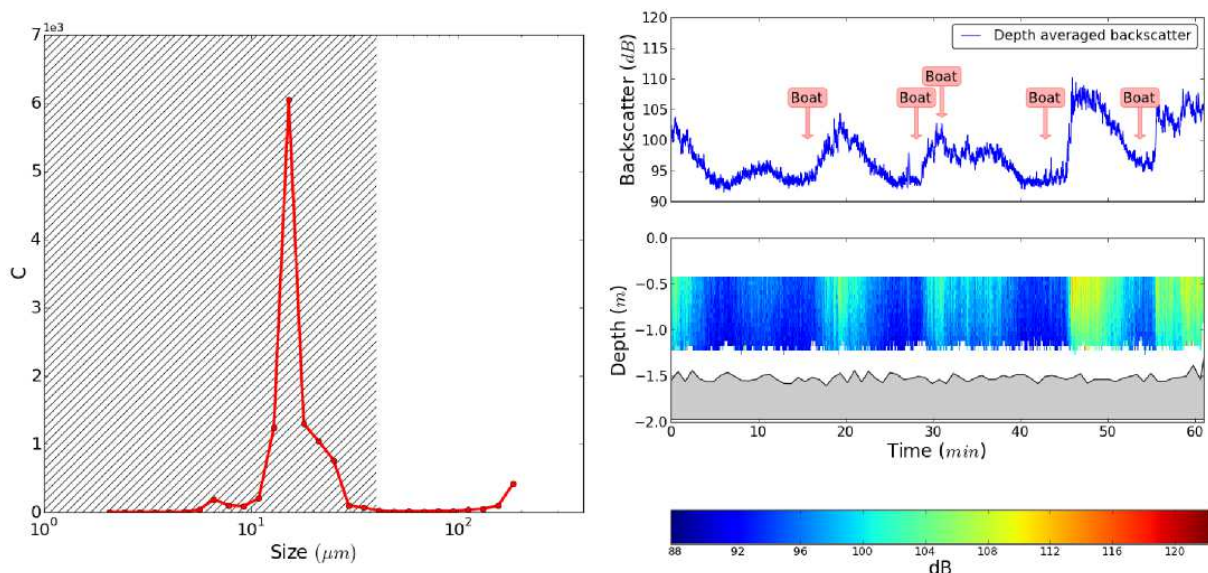


FIGURE 2: Left: Particle size distribution from LISST measurement, hashed zone represent bubble resonant radius for frequency of our ADCP (1200 kHz). Right: Backscatter time series recorded at Sully bridge, on bottom the raw ADCP backscatter with respect to time and depth and on top the depth-averaged backscatter.

Ship propellers are known to produce micron sized bubbles by cavitation present up to a depth of twice the draft of ship (Miner, 1986). By looking at the shape of recorded backscatter signal with respect to depth and time we can assume that particles have a slow ascending movement. Observations of ship's wake have been performed by Marmorino and Trump (Marmorino & Trump, 1996) who used an original technique based on a 600 kHz ADCP in horizontal position and looking toward the ship's wake. In their measurements strong increases in backscatter values are caused by bubbles induced by ship propellers. Finally looking at aerial pictures, we observe the presence of bubbles only inside Paris, whereas boats outside the center of Paris produce bubbles and sediment plume (Fig.3). These observations put together suggest that, in our measurements, we are in presence of bubbles.

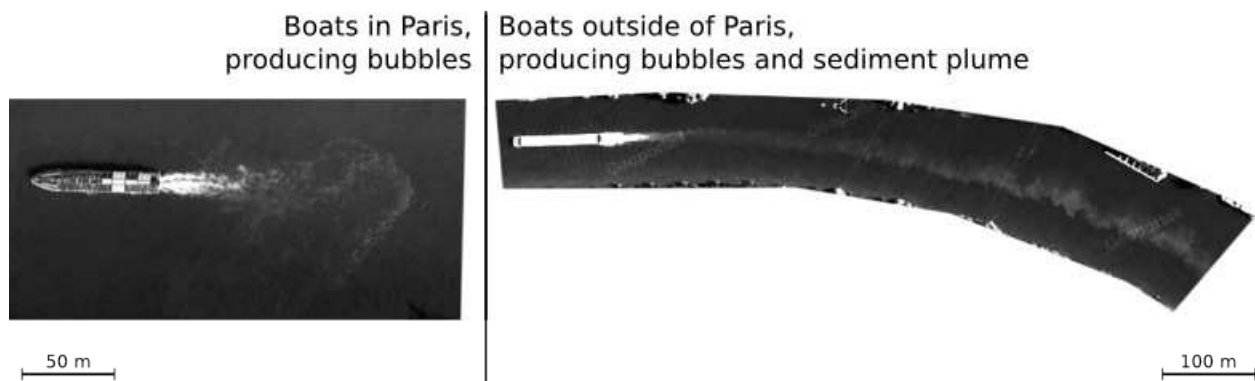


FIGURE 3: Aerial images (from IGN) showing presence of sediment plume for a boat outside of Paris, on right, and a tourist boat inside Paris producing only bubbles, on left. (© GEOPORTAIL).

The backscatter record (right of Fig.2) is characterised by a rapid increase of his intensity just after boat passages, then it slightly decrease up to a base level (~ 93 dB). This shape is characteristic of diffusive processes and we can use this bubbles as a tracer to quantify lateral turbulent mixing coefficient. Here, direct calibration, converting backscatter into concentrations, can not be performed because LISST response to bubbles is not well correlated to backscatter variations. In order to use it to estimate the lateral turbulent diffusion we use a dimensionless equation which allow to access to a concentration ratio.

3 BACKSCATTER PROCESSING

Backscatter recorded by ADCP needs to be converted from "counts" to decibel (dB) taking into account geometrical effect of transducers and transmission loss due to water and sometimes particles (Gartner, 2004). The base of the theory is defined by a simplified form of the sonar equation (Urlick, 1975) which can be written as:

$$RL = SL - 2TL + TS \quad (1)$$

SL is the source level that can be computed from battery voltage only if a calibration have been performed. RL is the reverberation level which relies echo intensity recorded by ADCP for each bins in "counts" to dB using $RL = K_c RS$, where RS is the relative signal strength and K_c is a conversion factor, here taken to manufacturer value 0.45 dB/counts (Deines, 1999). The term $2TL$ is the two ways transmission loss expressed like:

$$2TL = 20\log_{10}(\Psi R) + 2\alpha_w R \quad (2)$$

with R the slant distance from transducer to bin, Ψ the near-field correction which is a function of R (Downing et al., 1995) and α_w the water absorption (Francois & Garrison, 1982). Finally the term TS of equation 1 is the target strength linked to particle sound reflection properties and concentration (Thorne & Hanes, 2002; Tessier, 2006):

$$TS = 10\log_{10} \left(C \frac{\sigma}{\rho_s v_s} V \right), \quad (3)$$

where C is mass concentration, σ , v_s and ρ_s characterise the particle and V represent the ensonified volume which is a function of R . Combining equations 1,2 and 3, we can write (Tessier, 2006):

$$10\log_{10}(C) = RL - SL + 20\log_{10}(\Psi R) + 2\alpha_w R - 10\log_{10}(V) - 10\log_{10} \left(\frac{\sigma}{\rho_s v_s} \right) \quad (4)$$

Usually this equation is calibrated with independent measurements of sediment concentration including unknown terms in linear regression constants (Gartner, 2004).

Here our independent concentration measurements with the LISST are insufficient or unusable with bubbles to calibrate equation 4. Thus we consider the same kind of particles, bubbles, present overall the water column. These bubbles produce the recorded backscatter allowing to define a reference level at a given depth and, using equation 4, permit to define a reference concentration. Subtracting this reference concentration to equation 4, we can write a dimensionless form of equation 4:

$$10\log_{10} \left(\frac{C}{C_0} \right) = RL - RL_0 + 20\log_{10} \left(\frac{\Psi R}{\Psi_0 R_0} \right) + 2\alpha_w (R - R_0) - 10\log_{10} \left(\frac{V}{V_0} \right) \quad (5)$$

in which subscribe 0 denote reference quantities. Equation 5 enables to avoid two unknown terms in equation 4: one linked to particles response to an acoustic impulse and the other linked to the source level.

To apply this backscatter processing, we first select a bubble cloud (typically between 45 and 55 minutes in Fig.2). Then we find the maximum of backscatter to define the reference level. Finally we apply

transmission loss and ensonified volume corrections to obtain concentration ratio (equation 5).

4 LATERAL TURBULENT DIFFUSION MODEL

River turbulent motions are known to have a diffusive behaviour. Along the lateral direction (perpendicular to the mean flow) the approximation of a negligible mean lateral flow velocity component can be done and thus turbulent diffusion can be written as (Rodi, 1993):

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial C}{\partial y} - \overline{\langle v' \rangle C'} \right), \quad (6)$$

Where λ is the molecular diffusion which is assumed to be negligible and $\overline{\langle v' \rangle C'}$ is linked to the concentration gradient along lateral direction (Taylor, 1953). Using these considerations the previous equation leads to:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \epsilon_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad (7)$$

where ϵ_y is the lateral turbulent diffusion constant which with a dimensional approach can be expressed as $\epsilon_y = \alpha u^* H$ where u^* is the bed shear velocity, H the river characteristic water depth and α the dimensionless lateral mixing coefficient (Fischer & Park, 1967; Bouchez et al., 2010). This equation is non-dimensioned, with $C^* = C/C_i$, $y^* = y/w$ and $t^* = \epsilon_y w^2 t$, to:

$$\frac{\partial C^*}{\partial t^*} = \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^{*2}} \quad (8)$$

where C_i is the injected concentration and w the width of the the river.

5 RESULTS

Equation 8 was numerically solved with concentration boundary conditions fixed to zero at each river banks (i.e. $C^* = 0$ at $y^* = 0$ and $y^* = 1$). Assuming the localisation of the bubble source behind the ship propeller, we use a concentration impulse at this position as an initial condition. To find the best lateral turbulent diffusion coefficient, we first calculated the bed shear velocity by fitting the vertical velocity profile recorded by the ADCP, using the law of the wall. Then we minimised the α parameter with the depth-averaged concentration (Fig.4). We obtained $\alpha = 17.1$, equivalent to $\epsilon_y = 1.8 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ with $u^* = 0.07 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ and $H = 1.5 \text{ m}$.

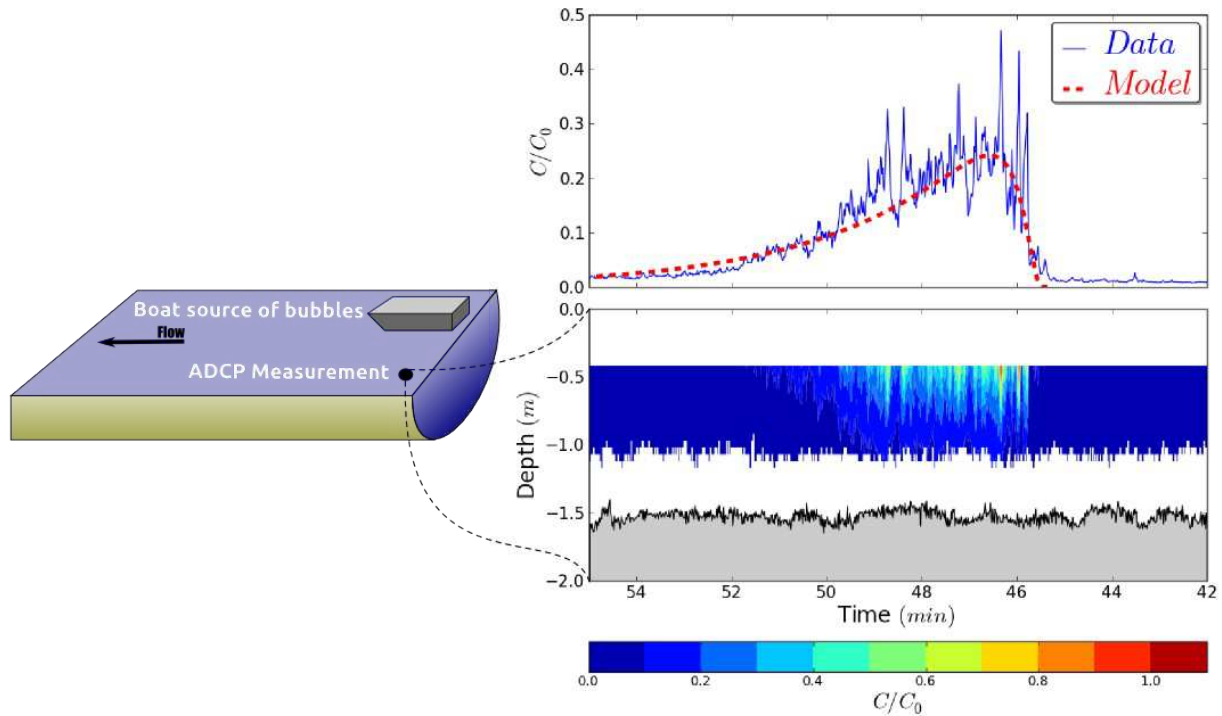


FIGURE 4: Result of lateral turbulent diffusion model against relative concentration from ADCP backscatter measured near Sully bridge. On the left: a cartoon representing the measurement situation. On the right: the bottom part of the plot shows the relative concentration with respect to depth and time while the upper part is depth-averaged backscatter (in blue) and the result of the turbulent diffusion model (in red).

This simple model gives reasonable results and reproduces well the shape of concentration signal. The resulting value of lateral mixing coefficient is similar to the one found by Bouchez et al. (Bouchez et al., 2010) on the Amazon river: $\epsilon_y = 1.8 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, with $u^* = 0.05 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ and $H = 25 \text{ m}$. In literature the dimensionless transverse mixing coefficient, α , varies over a large range from 0.1 to 3.5 (Rutherford, 1994). Compared to these values, the Seine transverse mixing coefficient is very high and may reflect effects of ship propellers rotation on mixing efficiency.

6 CONCLUSION

For the Seine river, in Paris city, ADCP and LISST measurements show essentially the presence of bubbles produced by ship's propellers. Their effects in recorded signals have to be taken into account in order to realise a fair estimation of sediments concentration with these instruments. Nevertheless, bubbles can be successfully used to estimate lateral turbulent mixing coefficient in this river. Here, this estimation leads to a high value of lateral mixing coefficient. Using a distance criterion, based on lateral turbulent

mixing coefficient, we can infer an homogenisation distance (Bouchez et al., 2010):

$$d \ll \frac{W^2}{\epsilon_y} \times \overline{\langle u \rangle} \quad (9)$$

During low discharge period, the Seine typical mean velocity is around 0.3 m.s^{-1} and his typical width is around 100 m . With $\epsilon_y = 1.8 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, equation 9 gives an homogenisation distance of 2 Km . With this value, we argue that high frequency turnover of tourist boats may prevent sediments deposition during low water discharge period. Measurements of sediment concentration and sediment plume produced by boats outside of Paris city can help to constrain this hypothesis. Furthermore, other measurements using bubbles signal recorded by ADCP are required to constrain lateral turbulent mixing coefficient in the Seine river and ascertain the influence of boats turnover on the mixing coefficient.

7 ACKNOWLEDGEMENT

The research program was funded by Mairie de Paris, Paris 2030 Research program (Convention DASCO/2008-175). This is IPGP contribution 3167.

REFERENCES

- Agrawal, Y., & Pottsmith, H. (2000). Instruments for particle size and settling velocity observations in sediment transport. *Marine Geology*, 168(1-4), 89–114.
- Bouchez, J., Lajeunesse, E., Gaillardet, J., France-Lanord, C., Dutra-Maia, P., & Maurice, L. (2010, February). Turbulent mixing in the Amazon River: The isotopic memory of confluences. *Earth and Planetary Science Letters*, 290(1-2), 37–43.
- Brennen, C. (1995). *Cavitation and bubble dynamics*. Oxford University Press, USA.
- Deines, K. (1999). Backscatter estimation using broadband acoustic Doppler current profilers. In *Current measurement, 1999. proceedings of the ieee sixth working conference on* (pp. 249–253).
- Downing, A., Thorne, P., & Vincent, C. (1995). Backscattering from a suspension in the near field of a piston transducer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97, 1614.
- Fischer, H., & Park, M. (1967). Transverse mixing in a sand-bed channel. *US Geological Survey. Professional paper*.
- Francois, R., & Garrison, G. (1982). Sound absorption based on ocean measurements. Part II: Boric acid contribution and equation for total absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72, 1879.
- Gartner, J. (2004). Estimating suspended solids concentrations from backscatter intensity measured by acoustic Doppler current profiler in San Francisco Bay, California. *Marine geology*, 211(3-4),

169–187.

- Gordon, R. L. (1996). Acoustic Doppler Current Profiler Principles of Operation a Practical Primer. *RD Instruments, San Diego*.
- Hoitink, A., & Hoekstra, P. (2005). Observations of suspended sediment from ADCP and OBS measurements in a mud-dominated environment. *Coastal engineering*, 52(2), 103–118.
- Holdaway, G., Thorne, P., Flatt, D., Jones, S., & Prandle, D. (1999). Comparison between ADCP and transmissometer measurements of suspended sediment concentration. *Continental shelf research*, 19(3), 421.
- Marmorino, G., & Trump, C. (1996). Preliminary Side-Scan ADCP Measurements across a Ship's Wake. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 13, 507.
- Miner, E. (1986). *Near-surface bubble motions in sea water* (Tech. Rep.). Naval Research Lab Washington DC.
- Muste, M., Yu, K., Pratt, T., & Abraham, D. (2004). Practical aspects of ADCP data use for quantification of mean river flow characteristics; Part II: fixed-vessel measurements. *Flow measurement and instrumentation*, 15(1), 17-28.
- Rodi, W. (1993). *Turbulence models and their application in hydraulics: a state-of-the art review*. Aa Balkema.
- Rutherford, J. (1994). *River mixing*. Wiley & Sons.
- Taylor, G. (1953). Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 219(1137), 186.
- Tessier, C. (2006). *Caractérisation et dynamique des turbidités en zone côtières: l'exemple de la région maritime bretagne sud*. Unpublished doctoral dissertation, Université Bordeaux 1.
- Thorne, P., & Hanes, D. (2002). A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes. *Continental Shelf Research*, 22(4), 603–632.
- Urick, R. (1975). *Principles of Underwater Sound, (2nd ed.)*. McGraw Hill, New York.
- Yorke, T., & Oberg, K. (2002). Measuring river velocity and discharge with acoustic Doppler profilers. *Flow Measurement and Instrumentation*, 13(5-6), 191-195.

B Résolution numérique de l'équation de diffusion par méthode des volumes finis

Nous proposons dans cette annexe de résoudre par la méthode des volumes finis l'équation (3.7) décrivant l'écoulement moyen principal le long d'une section. Ici, nous considérons que la profondeur varie latéralement, $H(y)$. L'équation (3.7) est reformulée en :

$$0 = -\mathcal{Q}H + U_x^2 - \mathcal{L}_3 \frac{\partial}{\partial y} \left(H \frac{\partial U_x^2}{\partial y} \right), \quad (1)$$

avec $\mathcal{Q} = gS/C_f$, et $\mathcal{L}_3 = C_d/2C_f$.

B.1 Définition du système

Pour résoudre l'équation (1) numériquement, nous définissons le système suivant :

$$\begin{cases} Z = U^2, \\ F = -\frac{\partial Z}{\partial y}. \end{cases} \quad (2)$$

En combinant l'équation (1) et le système (2), nous obtenons le système suivant :

$$\begin{cases} 0 = -\mathcal{Q}H + Z + \mathcal{L}_3 \frac{\partial (H^2 F)}{\partial y}, \\ F = -\frac{\partial Z}{\partial y}. \end{cases} \quad (3)$$

Nous intégrons ce système en remplaçant les intégrales par une approximation de l'aire d'un trapèze, ce qui pour une discrétisation sur n points (avec $n : 0 \rightarrow N-1$ et N le nombre de points total de discrétisation) s'écrit :

$$\begin{cases} 0 = -\frac{\mathcal{Q}\delta x_n}{2} (H_n + H_{n+1}) + \frac{\delta x_n}{2} (Z_n + Z_{n+1}) + \mathcal{L}_3 (H_{n+1}^2 F_{n+1} - H_n^2 F_n) \\ \frac{\delta x_n}{2} (F_n + F_{n+1}) = -(Z_{n+1} - Z_n) \end{cases} \quad (4)$$

Avec $\delta x_n = x_{n+1} - x_n$. Ce système peut être transformé, en regroupant les termes sous forme de matrices (notées $\underline{\underline{X}}$) et de vecteurs (notés \underline{X}), en :

$$\begin{cases} 0 = \underline{V}_1 + \underline{\underline{M}}_1 \underline{Z} + \underline{\underline{M}}_2 \underline{F}, \\ \underline{\underline{M}}_3 \underline{F} = \underline{\underline{M}}_4 \underline{Z} + \underline{V}_2. \end{cases} \quad (5)$$

Ces matrices et vecteurs sont construits afin de respecter les conditions limites, qui imposent une vitesse nulle sur les deux bords, soit : $Z_0 = Z_{N-1} = 0$. Afin de rendre la matrice $\underline{\underline{M_3}}$ inversible, nous reportons la dernière ligne de la matrice $\underline{\underline{M_1}}$ dans la matrice $\underline{\underline{M_4}}$, et la dernière ligne de la matrice $\underline{\underline{M_2}}$ dans la matrice $\underline{\underline{M_3}}$. Le vecteur $\underline{V_2}$, quant à lui, ne contient que des zéros ainsi que le dernier élément du vecteur $\underline{V_1}$.

La solution de ce système s'écrit alors :

$$Z = \left(\underline{\underline{M_1}} + \underline{\underline{M_2}} \underline{\underline{M_3}}^{-1} \underline{\underline{M_4}} \right)^{-1} \left(-\underline{V_1} - \underline{\underline{M_2}} \underline{\underline{M_3}}^{-1} \underline{V_2} \right), \quad (6)$$

et a pour dimension $N - 2$. En reportant les deux conditions limites sur les bords et en prenant la racine carrée de Z , soit $[0, \sqrt{Z}, 0]$, nous obtenons la solution complète pour le profil transverse de vitesse U_x .

B.2 Détail des matrices et vecteurs

Vecteur $\underline{V_1}$ de dimension $N - 2$:

$$\underline{V_1} = \mathcal{Q} \begin{bmatrix} \frac{-\delta x_0}{2} (H_1 + H_0) \\ \vdots \\ \frac{-\delta x_{N-3}}{2} (H_{N-2} + H_{N-3}) \end{bmatrix} \quad (7)$$

Vecteur $\underline{V_2}$ de dimension N , comprenant le dernier élément de $\underline{V_1}$:

$$\underline{V_2} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ -\frac{\mathcal{Q}\delta x_{N-2}}{2} (H_{N-1} + H_{N-2}) \end{bmatrix} \quad (8)$$

Matrice $\underline{\underline{M_1}}$ de taille $[N - 2; N - 2]$:

$$\underline{\underline{M_1}} = \begin{pmatrix} \frac{\delta x_0}{2} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \frac{\delta x_1}{2} & \frac{\delta x_1}{2} & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \frac{\delta x_n}{2} & \frac{\delta x_n}{2} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & \frac{\delta x_{N-3}}{2} & \frac{\delta x_{N-3}}{2} \end{pmatrix} \quad (9)$$

Matrice $\underline{\underline{M_2}}$ de taille $[N-2; N]$:

$$\underline{\underline{M_2}} = \mathcal{L}_3 \begin{pmatrix} -H_0^2 & H_1^2 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & -H_1^2 & H_2^2 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & -H_n^2 & H_{n+1}^2 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & -H_{N-3}^2 & H_{N-2}^2 & 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Matrice $\underline{\underline{M_3}}$ de taille $[N; N]$ comprenant la dernière ligne de $\underline{\underline{M_2}}$:

$$\underline{\underline{M_3}} = \begin{pmatrix} \frac{\delta x_0}{2} & \frac{\delta x_0}{2} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \frac{\delta x_1}{2} & \frac{\delta x_1}{2} & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \frac{\delta x_n}{2} & \frac{\delta x_n}{2} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 & \frac{\delta x_{N-2}}{2} & \frac{\delta x_{N-2}}{2} \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & \mathcal{L}_3 H_{N-2}^2 & -\mathcal{L}_3 H_{N-1}^2 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Matrice $\underline{\underline{M_4}}$ de taille $[N; N-2]$ comprenant la dernière ligne de $\underline{\underline{M_1}}$:

$$\underline{\underline{M_4}} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & \dots & 0 \\ 1 & -1 & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & 1 & -1 \\ \vdots & \ddots & 0 & 1 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{\delta x_{N-2}}{2} \end{pmatrix} \quad (12)$$

B.3 Cas test sur une section triangulaire

Afin de tester la résolution numérique, nous avons obtenu une solution analytique pour un cas dans lequel le fond varie proportionnellement avec la distance transverse. Dans ce cas, la hauteur d'eau est alors décrite par :

$$H(y) = y. \quad (13)$$

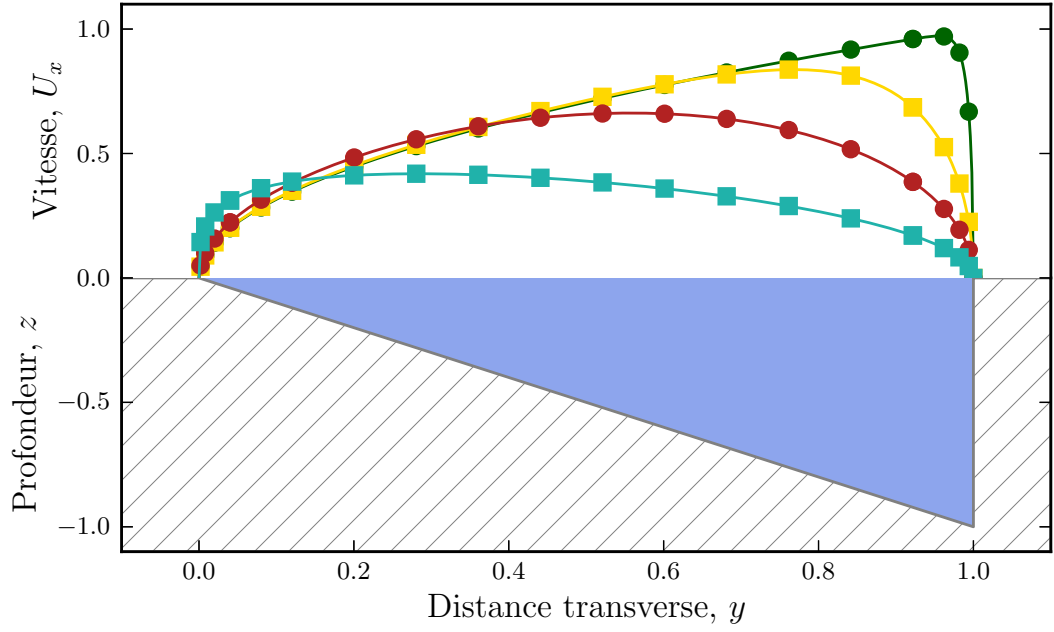


FIGURE 1 – Comparaison entre la solution analytique décrite par l'équation (14) et la solution numérique obtenue par l'équation (6). Avec : $\mathcal{L}_3 = 1 \cdot 10^{-4}$, solution analytique (—) et numérique (●); $\mathcal{L}_3 = 1 \cdot 10^{-2}$, solution analytique (—) et numérique (■); $\mathcal{L}_3 = 1 \cdot 10^{-1}$, solution analytique (—) et numérique (●); $\mathcal{L}_3 = 1$, solution analytique (—) et numérique (■).

La solution analytique pour l'équation (1), pour $\mathcal{Q} = 1$, respectant les conditions limites de non-glissement s'écrit :

$$U_x^2 = \frac{1}{2\mathcal{L}_3 - 1} \left(y^{\left(\frac{\sqrt{\mathcal{L}_3+4}}{2\sqrt{\mathcal{L}_3}} - \frac{1}{2} \right)} - y \right). \quad (14)$$

Bien que le profil topographique de ce cas test ne soit pas très réaliste, il permet de montrer que la solution numérique résout convenablement l'équation (1). La comparaison est représentée sur la figure 1 pour différentes valeurs du coefficient \mathcal{L}_3 .

C Système de mesure de vitesse par ADCP

C.1 Schéma de communication

L'ADCP placé sur le radeau est contrôlé à distance par l'intermédiaire d'un réseau sans fil (voir figure 2). Pour ce faire, nous embarquons sur le radeau un petit ordinateur qui ne sert qu'à créer le réseau sans fil afin de rediriger les ports de communications des différents instruments embarqués par celui-ci. Cette redirection se fait en utilisant le protocole RFC 2217, disponible pour les systèmes Windows, par le logiciel open-source *Null-Modem* (<http://com0com.sourceforge.net/>), qui fournit les programmes *com2tcp* et *com0com*. Un autre ordinateur distant nous permet de contrôler les instruments par l'intermédiaire de ports de communications virtuelles ainsi que de synchroniser l'horloge du contrôleur du théodolite afin de pouvoir coupler les mesures de positions à celles de vitesses (voir § C.1.2).

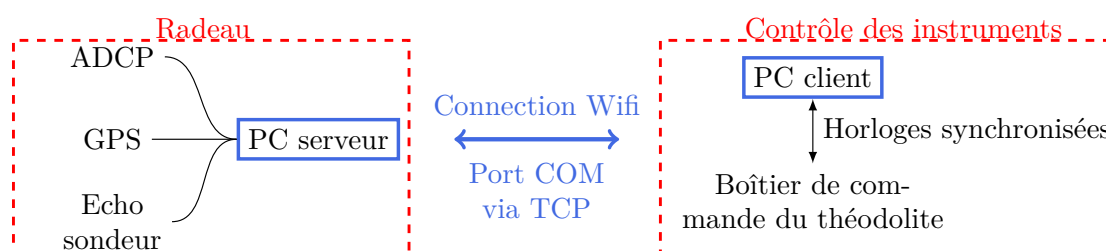


FIGURE 2 – Schéma général du montage des différents instruments afin de pouvoir les utiliser de façon synchrone.

C.1.1 Configuration des ports RS232 via le réseau

Sur l'ordinateur fixé sur le radeau, nous utilisons un script¹⁶ qui redirige les trois ports RS232 (un pour l'ADCP, un pour le GPS, et un pour l'écho-sondeur) via le réseau. Pour récupérer les signaux afin de les utiliser sur les logiciels de contrôle des instruments, nous recréons des ports RS232 virtuels via un second script¹⁷ lancé sur l'ordinateur de contrôle.

16. Le fichier est disponible sur le site <http://www.ipgp.fr/~chauvet/these.html>
Ou joint à la version numérique du document en cliquant ici.

17. Le fichier se trouve sur le site <http://www.ipgp.fr/~chauvet/these.html>
Ou joint à la version numérique du document en cliquant ici.

Il se peut que des ports RS232 soient mal fermés lors d'une mise en veille de l'ordinateur de contrôle, qui survient quand le niveau de batterie devient critique. Dans ce cas, après réalimentation, il faut redémarrer l'ordinateur distant afin de réinitialiser les ports de communication convenablement.

C.1.2 Synchronisation entre le théodolite et l'ADCP

Le contrôleur de notre théodolite, un Trimble, tourne sous Windows CE. La synchronisation se fait via deux scripts Python. Le premier se lance sur l'ordinateur contrôlant l'ensemble des instruments et crée un serveur web qui fournit l'heure, en utilisant la bibliothèque CherryPy¹⁸ :

```
import cherrypy
import datetime

class TimeServer(object):
    def index(self):
        t = datetime.datetime.now()
        return "ICI PC DFG IL EST : %s"%str(t)
    index.exposed = True

    def gettime(self):
        t = datetime.datetime.now()
        return "%s"%str(t.time())
    gettime.exposed = True

cherrypy.quickstart(TimeServer())
```

Cette heure est récupérée, puis assignée au système du théodolite, via le second script¹⁹ lancé sur le contrôleur du théodolite et qui utilise Python CE²⁰. Quand les deux horloges sont synchronisées, il ne reste plus qu'à lancer les mesures indépendamment.

C.2 Stockage des données

L'utilisation d'un ADCP génère une quantité importante de données que nous avons organisée à l'aide d'une base de données relationnelle utilisant le système de gestion MySQL. Le schéma utilisé pour stocker les données (voir figure 3) se base sur les sorties ASCII standards du logiciel de contrôle propriétaire, *WinRiver*, des ADCPs de marque RD Instruments. Les données acquises peuvent être

18. *CherryPy : A Minimalist Python Web Framework* (2014). URL : <http://www.cherrypy.org/>.

19. Le fichier se trouve sur le site <http://www.ipgp.fr/~chauvet/these.html>.
Ou joint à la version numérique du document en cliquant [ici](#).

20. *Python CE : Python for Microsoft Windows CE* (2014). URL : <http://pythonce.sourceforge.net/>.

décomposées en une table générale, nommée ProfileInfo, contenant les informations générales sur les mesures, une table pour les données relatives à chaque profil vertical, nommée EnsembleInfo, ainsi qu'une table destinée aux données mesurées à chaque profondeur, nommée ADCPData. Le lien entre ces différentes tables est assuré par l'intermédiaire de la clef *Profcode*, qui lie la table ProfileInfo à la table EnsembleInfo et de la clef *Ensemblecode*, liant les tables EnsembleInfo et ADCPData. Cette méthode de gestion permet d'archiver efficacement les données et de

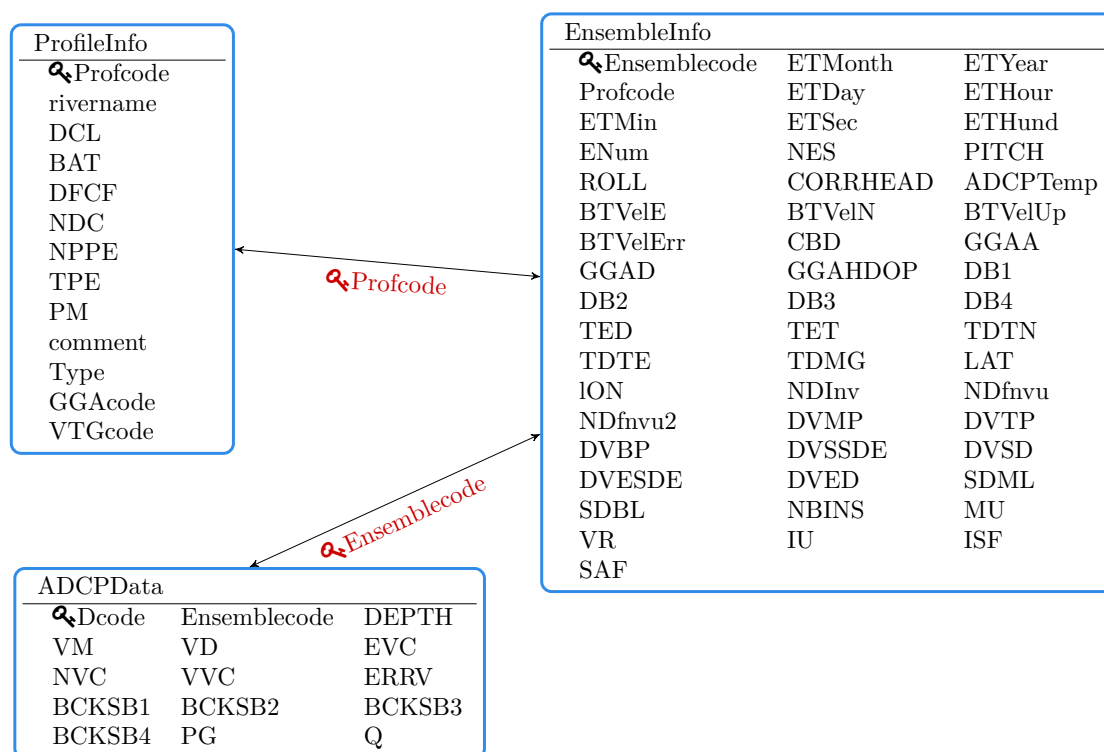


FIGURE 3 – Schéma de la base de données SQL. Les trois tables, ProfileInfo, EnsembleInfo et ADCPData sont reliées par les clefs Profcode et Ensemblecode.

les utiliser depuis différents langages de programmation, par exemple Python.

C.2.1 Script de création de la base de données

Avant de construire la structure de la base de données, il faut la créer. Pour ce faire, il faut ouvrir une console MySQL et entrer la commande pour construire une nouvelle base de données :

```
create database BaseADCP;
```

Le script **BaseADCP.sql**²¹ contient les commandes de création de la structure de la base de données « BaseADCP » (voir le schéma 3). Pour l'exécuter, il suffit de le lancer en utilisant la commande suivante :

```
mysql -uVOUS -pVOTREMOTDEPASSE BaseADCP < BaseADCP.sql
```

C.2.2 Import des données

Une fois la base de données créée, il faut exporter vos données ADCP au format ASCII standard en utilisant le logiciel *WinRIVERII*. Lors de l'utilisation d'un GPS, il faut sortir trois fichiers ASCII ; un, contenant les données de vitesse calculées à partir des mesures de déplacements du radeau obtenues par l'écho du fond (Bottom-Tracking) ; deux, pour celles calculées à partir des données GPS, une pour le mode GGA (vitesse recalculée par WinRiverII à partir des positions GPS) et trois, pour le mode VTG (Vitesse fournit directement par le GPS). Nous vous conseillons de classer ces fichiers, qui portent le même nom pour les trois modes, dans trois dossiers distincts et ainsi avoir une structure similaire à :

```
— BT
  — mesure_000_ASC.TXT
  — ...
— GGA
  — mesure_000_ASC.TXT
  — ...
— VTG
  — mesure_000_ASC.TXT
  — ...
```

Pour importer ces données dans la base de données, nous avons développé une bibliothèque Python, nommée **libImportADCP.py** qui transcrit les fichiers ASCII en fichiers SQL. Voici un exemple de son utilisation pour le fichier *mesure_000_ASC.TXT*

```
#Il faut donner le chemin vers la bibliothèque libImportADCP.py
import sys
sys.path.append('/home/hugo/developpement/python/adcp/lib')

import libImportADCP as importer

#Initialise la classe AdcpToSql qui sert à importer les données
#      usa=Mysql username [default: 'root']
#      pasa=Mysql userpass [default: '']
#      serva=Mysql server address [default: 'localhost']
#      basa=Mysql database name [default: 'BaseADCP']
#      mode=reference mode [default: 'BT']

import_bt = importer.AdcpToSql(mode='BT',
                               usa='ADCP',
                               pasa='ADCP',
```

21. Le fichier se trouve sur le site <http://www.ipgp.fr/~chauvet/these.html>
Ou joint à la version numérique du document en cliquant [ici](#).

```

serva='localhost',
basa='BaseADCP')

#On récupère un nouvel ID pour ces données
#en interrogeant la base de donnée ( max(profcode)+1 )
import_bt.getnids()
print("The mysql id for this measurement is %i"%import_bt.nid)

#On indique le chemin vers le fichier contenant les données
import_bt.NameIn('/path/to/BT/mesure_000_ASC.TXT')

#Le chemin pour le fichier de sortie
import_bt.NameOut('/path/to/output.sql')

#Le nom de la rivière
import_bt.rivername('Your river name')

#Un petit commentaire
import_bt.comment('Your comment on this measurement')

#On traite le fichier ASCII
import_bt.parsADCP()

#On le charge dans MySQL
import_bt.sourceADCP()

#### Mode GGA ####
#Il faut définir l'ID ( champ ProfCode dans MySQL )
#du mode BT importé ci-dessus, il est enregistré
#dans la variable import_bt.nid
import_gga = importer.AdcpToSql(mode='GGA',
    parent = import_bt.nid,
    nema='/pat/to/GGA/mesure_000_ASC.TXT',
    nemb='/path/to/output.sql')

#On transforme le fichier et on le charge
import_gga.parsADCP()
import_gga.sourceADCP()

#### MODE VTG ####
#Idem pour le mode TVG
import_vtg = importer.AdcpToSql(mode='VTG',
    parent = import_bt.nid,
    nema='/path/to/VTG/mesure_000_ASC.TXT',
    nemb='/path/to/output.sql')

#On transforme et charge
import_vrg.parsADCP()
import_vtg.sourceADCP()

```

Nous avons créé un script (voir le §F.1.2) qui se lance directement depuis un terminal afin de simplifier les importations de nombreux fichiers, comme lors de la mesure de différents profils statiques. Celui-ci prend comme entrée un fichier de paramètres, enregistré ici sous le nom de « comment.txt », listant l'ensemble des noms de fichiers ainsi qu'un commentaire pour chacun d'entre eux sous la forme :

```
#Nom du fichier|commentaire
mesure_000_ASC.TXT|Commentaire sur cette mesure
mesure_001_ASC.TXT|Commentaire sur cette autre mesure
```

Avant de pouvoir utiliser ce script, vous devez changer la 25^e ligne du code et indiquer le chemin vers **libImportADCP.py**. Une fois configuré, il ne vous reste plus qu'à le lancer :

```
Importer.py -rivername NOM_DE_LA_RIVIERE -dbt ./BT -dvtg ./VTG -dgga ./GGA \,
-dcom ./comment.txt -user ADCP -pass ADCP
```

Les arguments *-dbt*, *-dvtg*, et *-dgga* permettent de définir les dossiers contenant les données pour les différents modes de mesure.

C.3 Exemples d'utilisation depuis Python

Pour travailler avec les données enregistrées dans la base de données depuis le langage de programmation Python, nous avons créé une bibliothèque, appelée **libADCP** (voir le §F.1.3), qui contient notamment deux classes. La première, nommée « River », permet de travailler sur une seule mesure ADCP. La seconde, nommée « Section » permet de travailler sur un ensemble de mesures ADCP.

C.3.1 Obtenir des données enregistrées dans la base de données.

Si l'on souhaite travailler sur une seule mesure dont nous connaissons l'identifiant dans la base de données (la valeur Profcode, voir le schéma 3), le code ci-dessous montre comment accéder aux diverses données.

```
import libADCP as adcp

#On initialise la mesure que l'on veut (ID=3) avec le mode BT
#L\T1\textquoteright utilisateur MySQL et son mot de passe sont 'ADCP'
mes = adcp.River(3, mode='BT', usa='ADCP', pasa='ADCP')
#On charge les données de profondeur et de vitesse et de distance parcourue
mes.GetData('DEPTH, VM, TDNG')
#On affiche les données
print mes.data
#On affiche les infos de la mesure sur laquelle on travaille
print mes
```

Pour travailler sur une série de mesures identifiées par une série d'identifiants, la classe « Section » s'utilise comme dans l'exemple suivant :

```
import libADCP as adcp
```

```

#La liste des identifiants
ids = [4, 5 ,6, 10, 12]
#Liste des données à charger
dataSQL = 'VM, DEPTH, TDMG'
#On initialise la classe section
#L'utilisateur MySQL et son mot de passe sont 'ADCP'
sec = adcp.Section( ids, data=dataSQL, mode='BT', usa='ADCP', pasa='ADCP')
#les données sont alors en enregistrées
#dans le dictionnaire sec.pts_fix

#On peut travailler sur chaque mesure
for mesu in sec.pts_fix.values():
    #Pour chaque mesure on peut utiliser toutes les fonctions
    #de la classe River
    print mesu

```

C.3.2 Export des données

Pour exporter les données au format texte, vous pouvez utiliser l'exemple suivant. Ici, nous exportons l'ensemble des données chargées, celles-ci seront alors dans des fichiers distincts dont le nom est celui du champ SQL. Nous exportons aussi les données GPS au format « KML ».

```

import libADCP as adcp
mes = adcp.River(3, mode='BT',usa='ADCP', pasa='ADCP')
mes.GetData('DEPTH, VM, TDNG, LAT, LON')

#Export des données
mes.Export('./repertoire/pour/export','all')

#Export de la position GPS en KML
mes.ExportPosition('positionsADCP.kml', format='kml')

```

C.3.3 Couplage des données avec celles du théodolite

Voici un exemple afin de coupler les données acquises avec un ADCP avec celles d'un théodolite dont les horloges sont synchronisées. Il nécessite l'utilisation de la bibliothèque `read_trimble` (voir le §D).

```

import libADCP as adcp
import read_trimble as trimble
mes = adcp.River(3, mode='BT',usa='ADCP', pasa='ADCP')
mes.GetData('DEPTH, VM, TDNG')

#Chargement du fichier jobXML du théodolite
theo = trimble.ImportJXL('./data/theodo.jxl')
#On extrait les points correspondant aux mesures ADCP qui portent le préfixe 'Pt'
xpt, ypt, zpt, theo_points = trimble.ExtractBasename(theo.points,'Pt')

#Les données sont liés en se basant sur le temps
theo_points_lies = trimble.link_adcp(mes, theo_points)

```

```
#Les points liés sont aussi ajoutés à mes
print mes.pts_theo
```

D Lecture des fichiers d'un théodolite Trimble

Nous exportons les données du théodolite Trimble au format « jobxml », pour lequel nous avons créé la bibliothèque **read_trimble** (voir le §F.2.1) afin de manipuler les données. Notamment, nous avons développé des fonctions permettant d'extraire des points, soit en se basant sur le nom du point, s'il commence par un certain préfixe, soit en utilisant les temps d'enregistrement des points.

```
from pylab import *
import read_trimble as trimble

#Lecture du fichier Trimble
theo = trimble.ImportJXL('./data/theodo.jxl')

#Extraction par préfixe des points nommés 'Point'
xpt, ypt, zpt, theo_points = trimble.ExtractBasename(theo.points, 'Point')

#Extraction par plage de temps
theo_points2 = trimble.ExtractDate(theo.points, '2013-02-20 08:20:34 to 2013-02-20 08:24:24')

#Extraction d'une date
theo_points3 = trimble.ExtractDate(theo.points, '2013-02-20 08:19:30')

#On trace les points pour vérifier
trimble.map(theo_points)
figure()
trimble.map(theo_points2)
figure()
trimble.map(theo_points3)
```

E Système de mesure de vitesse avec l'UBLAB

L'UBLAB de la société Ubertone permet de mesurer des profils de vitesse par effet Doppler. Son interface de contrôle est basée sur un serveur web, et nous avons développé une série de bibliothèques Python afin de l'adapter aux mesures de la vitesse dans une section de rivière, qui comprend non pas un, mais plusieurs profils de mesures « classiques ». L'ensemble des données d'une section peut être stocké soit dans une base de données, soit dans des dossiers dont le nom sert à enregistrer la distance transverse des profils.

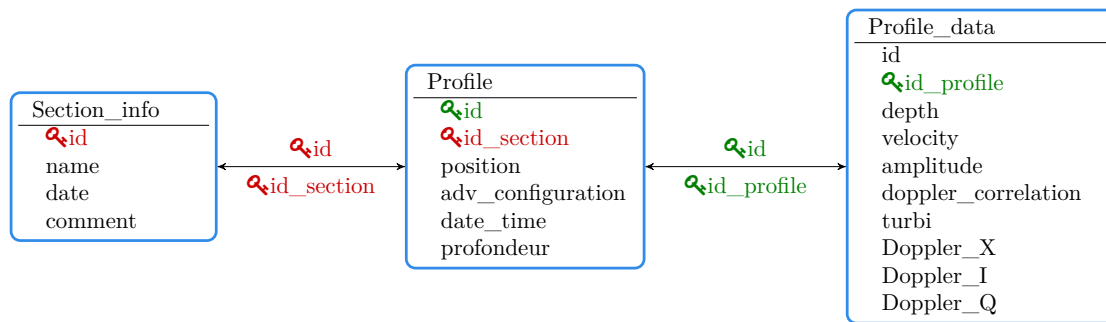


FIGURE 4 – Schéma de la base de données SQL, pour enregistrer les données de l'UBLAB.

E.1 Structure de la base de données

La base de données est structurée en trois tables (voir la figure 4). La première, nommée *Section_info*, contenant la description de la section de mesure ; la seconde nommée *Profile*, contient les données invariantes pour l'ensemble des profils de la section ; la troisième nommée *Profile_data*, contient les données pour chaque profondeur et chaque temps.

La base de données, nommée *Ubertone*, est créée en utilisant la commande MySQL ci-dessous.

```
create database Ubertone;
```

Par la suite, la création des différentes tables se fait en lançant le script **Ubertone.sql**²² par l'intermédiaire de la commande suivante :

```
mysql -uVOUS -pVOTREMOTDEPASSE Ubertone < Ubertone.sql
```

E.2 Contrôle de l'UBLAB depuis Python

Le contrôle de l'Ublab se fait via trois scripts Python : un, nommé *libUbertone* (voir le §F.3.1), contient l'ensemble des classes pour définir la structure des données, lire et écrire les fichiers XML, ainsi que les commandes à envoyer par le réseau pour interagir avec l'Ublab ; le suivant, nommé *UbertoneMysql* (voir le §F.3.2), fait le lien entre la classe qui gère les données définies dans *libUbertone* et la base de données SQL ; enfin le dernier, nommé *recorder* (voir le §F.3.3), permet de gérer

22. Le fichier se trouve sur le site <http://www.ipgp.fr/~chauvet/these.html>
Ou joint à la version numérique du document en cliquant [ici](#).

des enregistrements pendant une certaine durée et d'enregistrer les données, soit dans des dossiers, soit dans la base de données. Les réglages des différentes options doivent cependant toujours se faire via l'interface web d'Ubertone. Une fois la sonde configurée, il est préférable de ne pas utiliser l'interface web en même temps que les codes Python.

E.2.1 Visualiser les données en direct

Il est possible de visualiser en direct les données acquises par l'Ublab avec une fréquence de l'ordre du hertz.

```
import libUbertone as ub

#Initialise la classe qui permet de contrôler l'ublab
lab = ub.Ublab()

#Commence la visualisation en directe
lab.LivePlot()
```

E.2.2 Enregistrer des données pendant une certaine durée

Pour enregistrer les données pendant un laps de temps donné, nous avons mis au point une bibliothèque, nommée **recorder**, qui permet d'envoyer la commande de début d'enregistrement à l'instrument puis d'afficher un compte à rebours. Une fois le décompte terminé, il permet de télécharger les données contenues sur l'instrument et de les enregistrer sur le disque. Les données peuvent aussi être directement envoyées sur la base de données.

```
from recorder import Recorder

#Si l'on veut utiliser la base de données
rec = Recorder(use_mysql = True, dbuser='toto', dbpass='tata')
#Si c'est une nouvelle section
rec.new('ma nouvelle section', 'un commentaire utile')
#Si on revient travailler sur une section existante (exemple id=6)
#dans la base de données
rec.recover( id=6 )
#Si on veut supprimer une ancienne mesure de la base
rec.delete( position = 0.1 )

#Si on ne veut pas utiliser la base de données
rec = Recorder( use_mysql=False )

#Pour lancer une mesure avec un compte à rebours de 5 minutes
rec.start( timer = 5*60 )

#Arrêt de la mesure
rec.stop()

#Enregistrement en renseignant la position
```

```
rec.save( position = 0.1 )
```

```
#Pour éteindre l'UBLAB  
rec.ublab.shutdown()
```

E.2.3 Travailler avec les données d'une section

Si les données sont stockées dans des dossiers dont le nom correspond à la distance transverse, vous pouvez récupérer l'ensemble des données avec l'exemple suivant :

```
import libUbertone as ub

#Le chemin vers le dossier contenant l'ensemble des dossiers de la section  
chem = './vers/ma/section/'

#On initialise la classe pour gérer les sections  
sec = ub.Section()  
#On charge les données  
#L'option return_delimiter permet de définir le préfixe  
#de données enregistrées lors du retour  
sec.load_section_folder( chem, return_delimiter='r' )

#sec est alors composé d'une liste de profils  
#définis par la classe Data contenue dans libUbertone  
#Ici on affiche les données de vitesse pour le premier profil  
print sec.profiles[0].vitesse  
#On peut tracer un profil moyen  
sec.profiles[0].plot()

#On affiche la vitesse moyenne de la section  
sec.plot()

#On peut récupérer cette vitesse moyenne  
y, fond_moyen, vitesse_moyenne = sec.process()
```

L'exemple suivant illustre comment charger des données enregistrées sous forme de dossiers dans la base de données.

```
import libUbertone as ub

#Le chemin vers le dossier contenant l'ensemble des dossiers de la section  
chem = './vers/ma/section/'

#On initialise la classe pour gérer les sections  
sec = ub.Section()  
#On charge les dossiers  
sec.load_section_folder( chem )

#On charge ces données dans MySQL  
#Avec l'utilisateur toto et son mot de passe tata  
sec.UploadToSql( 'Ecole session 1',  
                'Mesures des vitesses verticales sur le premier site',  
                dbpass='tata',  
                dbuser='toto')
```

Nous pouvons également récupérer les données de la base de données, en connaissant l'identifiant de la section (champ *id* de la table *Section_info*)

```
from UbertoneMysql import SectionManager

#On initialise le gestionnaire de section pour la mesure id=6
sql_sec = SectionManager( 6, dbuser='toto', dbpass='tata')

#On charge la section
sec = sql_sec.get_section()

#On trace
sec.plot()
```

F Bibliothèques Python

Vous trouverez ici, pour la version électronique de ce document, les différentes bibliothèques Python développées au cours de cette thèse. Pour les télécharger, vous pouvez soit ouvrir l'onglet « pièces jointes » de votre visionneuse de document, soit utiliser les liens colorisés en rouge. Si cela ne fonctionne pas, vous pouvez vous rendre sur la page suivante :

<http://www.ipgp.fr/~chauvet/these.html>

F.1 ADCP

F.1.1 libImportADCP

Cette bibliothèque contient le convertisseur de fichier ADCP en fichier SQL et permet de le charger sur une base de données. [Ouvrir](#)

F.1.2 Importer

Ce script, basé sur **libImportADCP**, permet le traitement par lot des fichiers de données ASCII des ADCP. [Ouvrir](#)

F.1.3 libADCP

Ce script contient les classes permettant de travailler avec les données ADCP stockées dans une base de données MySQL. [Ouvrir](#)

F.2 Théodolite

F.2.1 read_trimble

Ce script contient l'ensemble des méthodes pour lire et traiter les données des théodolites Trimble sorties au format « jobXML » [Ouvrir](#)

F.3 UBLAB

F.3.1 libUbertone

Ce script contient les définitions des classes *section* et *data* permettant de gérer les données de l'UBLAB. Il contient aussi la classe permettant de communiquer avec l'instrument via le réseau. [Ouvrir](#)

F.3.2 UbertoneMysql

Ce script permet de faire le lien entre les classes *section* et *data* et la base de données MySQL. [Ouvrir](#)

F.3.3 recorder

Ce script s'appuie sur les deux précédents, et permet avec des commandes simples de lancer des mesures avec un compte à rebours. [Ouvrir](#)

Liste des symboles

$2l_c$	Distance séparant deux faisceaux de l'ADCP, page 22
β	Angle des faisceaux de l'ADCP par rapport à la verticale, page 22
Γ_i	Coefficient de diffusion turbulente moyen sur la hauteur de l'écoulement, page 87
γ_i	Coefficient de diffusion turbulente pour les traceurs passifs, page 87
$\langle \Omega_x \rangle$	Composante principale de la vorticité moyenne. $\langle \Omega_x \rangle = \partial \langle u_z \rangle / \partial y - \partial \langle u_y \rangle / \partial z$, page 102
$\langle u \rangle$	Moyenne temporelle de la vitesse de l'écoulement, page 17
$\langle U_t \rangle$	Vitesse caractéristique des cellules de recirculation, page 77
\mathcal{K}	énergie cinétique des fluctuations de vitesse, page 45
\mathcal{P}	Terme de production d'énergie cinétique, page 45
\mathcal{R}_c	Rapport entre le coefficient de vitesse des cellules, C_d , et le coefficient de frottement C_f . $\mathcal{R}_c = \sqrt{\frac{C_d}{2C_f}}$, page 85
ν	Viscosité cinématique, page 17
ϕ	Angle entre le lit de la rivière avec l'horizontale, page 14
ρ	Masse volumique de l'eau, page 14
Pe	Nombre de Péclet, page 91
Re	Nombre de Reynolds, page 17
v_r, v_1, v_2, v_3, v_4	Vitesse radiale le long de l'axe d'un piézomètre, page 22
τ_f	Contrainte principale sur le fond, page 14
F_{berge}	Frottement moyen aux berges., page 85
F_{fond}	Frottement moyen au fond., page 85

ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse, page 45
ε	Épaisseur de la couche limite, page 99
C	Coefficient de Chezy, page 15
c	Quantité scalaire, ici la concentration de matière dissoute, page 87
c_0	Concentration moyenne, page 91
C_f	Coefficient de frottement, page 15
C_d	Coefficient de proportionnalité entre la vitesse principale moyenne et la vitesse de rotation des écoulements secondaires, page 78
D_{mol}	Coefficient de diffusion moléculaire, page 87
g	Accélération normale de la pesanteur, page 14
H	Hauteur moyenne de l'écoulement, page 14
L	Largeur de la section d'une rivière, page 14
n	Nombre de cellules de recirculation, page 91
S	Pente du lit de la rivière, page 13
T_a	Temps caractéristique d'advection, page 99
T_d	Temps caractéristique de diffusion, page 99
u	Vitesse de l'écoulement, page 17
u'	Fluctuations de la vitesse de l'écoulement, page 17
U_x	Vitesse principale moyenne de l'écoulement, page 13
u_x, u_y, u_z	Composante principale, transverse, et verticale de la vitesse, page 22

Bibliographie

- Adrian, R. J. (1991). « Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics ». In : *Annual review of fluid mechanics* 23.1, p. 261–304 (cf. p. 19).
- Albayrak, I. et U. Lemmin (2011). « Secondary currents and corresponding surface velocity patterns in a turbulent open-channel flow over a rough bed ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 137.11, p. 1318–1334 (cf. p. 13, 58, 60, 76, 113, 114, 117).
- Andrews, E. D. (1980). « Effective and bankfull discharges of streams in the Yampa River basin, Colorado and Wyoming ». In : *Journal of Hydrology* 46.3, p. 311–330 (cf. p. 10).
- Bagnold, R. A. (1977). « Bed load transport by natural rivers ». In : *Water Resources Research* 13.2, p. 303–312 (cf. p. 9).
- Batchelor, G. K. (1949). « Diffusion in a field of homogeneous turbulence. I. Eulerian analysis ». In : *Australian Journal of Chemistry* 2.4, p. 437–450 (cf. p. 12).
- Blanckaert, K., A. Duarte et A. J. Schleiss (2010). « Influence of shallowness, bank inclination and bank roughness on the variability of flow patterns and boundary shear stress due to secondary currents in straight open-channels ». In : *Advances in Water Resources* 33.9, p. 1062–1074 (cf. p. 13, 58, 60, 113, 114, 117).
- Bouchez, J., E. Lajeunesse, J. Gaillardet, C. France-Lanord, P. Dutra-Maia et L. Maurice (2010). « Turbulent mixing in the Amazon River : The isotopic memory of confluences ». In : *Earth and Planetary Science Letters* 290.1-2, p. 37–43 (cf. p. 91, 119).
- Bouchez, J., F. Métivier, M. Lupker, L. Maurice, M. Perez, J. Gaillardet et C. France-Lanord (2011). « Prediction of depth-integrated fluxes of suspended sediment in the Amazon River : Particle aggregation as a complicating factor ». In : *Hydrological processes* 25.5, p. 778–794 (cf. p. 10).
- Brundrett, E. et W. D. Baines (1963). « The production and diffusion of vorticity in duct flow ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 19.03, p. 375–394 (cf. p. 57, 108).
- Callander, R. A. (1978). « River Meandering ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 10, p. 129–158 (cf. p. 55).

- Calmels, D., A. Galy, N. Hovius, M. Bickle, A. J. West, M. C. Chen et H. Chapman (2011). « Contribution of deep groundwater to the weathering budget in a rapidly eroding mountain belt, Taiwan ». In : *Earth and Planetary Science Letters* 303.1, p. 48–58 (cf. p. 9).
- Cardoso, O. et P. Tabeling (1988). « Anomalous diffusion in a linear array of vortices ». In : *EPL (Europhysics Letters)* 7.3, p. 225 (cf. p. 96).
- Chang, H. H. (1992). *Fluvial processes in river engineering*. Krieger Pub. Co.(Malabar, Fla.) (cf. p. 55, 93).
- Chauvet, H., F. Métivier et A. Limare (2011). « Cavitation bubbles : a tracer for turbulent mixing in large rivers ». In : *River, Coastal and Estuarine Morphodynamics (RCEM)*. Beijing, China, 2011 : Tsinghua University Press, p. 898–903. URL : http://www.ipgp.fr/~chauvet/files/articles/rcem_Chauvet.pdf (cf. p. 10).
- CherryPy : A Minimalist Python Web Framework* (2014). URL : <http://www.cherrypy.org/> (cf. p. 158).
- Chézy, A. (1775). « Mémoire sur la vitesse de l'eau conduite dans une rigole donnée ». In : *Bibliothèque de l'école des Ponts et Chaussées, dossier 847* (cf. p. 15, 33, 85).
- Chow, V. T. (1959). *Open-Channel Hydraulics*. McGraw-Hill international editions (cf. p. 17, 33).
- Claudin, P., F. Charru et B. Andreotti (2011). « Transport relaxation time and length scales in turbulent suspensions ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 671, p. 491–506 (cf. p. 93).
- Clauser, F. H. (1956). « The turbulent boundary layer ». In : *Advances in applied mechanics* 4, p. 1–51 (cf. p. 38).
- Colombini, M. (1993). « Turbulence-driven secondary flows and formation of sand ridges ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 254, p. 701–701 (cf. p. 58, 112).
- Colombini, M. et G. Parker (1995). « Longitudinal streaks ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 304, p. 161–184 (cf. p. 112, 113).
- Darcy, H. et H. Bazin (1865). *Recherches hydrauliques : Recherches expérimentales sur l'écoulement de l'eau dans les canaux découverts. 1ère partie*. Dunod (cf. p. 19, 33).
- Demuren, A. O. et W. Rodi (1983). « Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 140, p. 189–222 (cf. p. 108).
- Einstein, A. (1954). « Ideas and opinions : Based on Mein Weltbild ». In : (cf. p. 55).
- Einstein, H. A. et H. Li (1958). « Secondary currents in straight channels ». In : *Trans. Am. Geophys. Union* 39.6, p. 1085–1088 (cf. p. 57, 108).

- Elder, J. W. (1959). « The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow ». In : *Journal of fluid mechanics* 5.04, p. 544–560 (cf. p. 12, 82, 92, 93).
- Emmett, W. W. et M. G. Wolman (2001). « Effective discharge and gravel-bed rivers ». In : *Earth Surface Processes and Landforms* 26.13, p. 1369–1380 (cf. p. 10).
- Fischer, H. B. (1966). « Longitudinal dispersion in laboratory and natural streams ». California Institute of Technology (cf. p. 82).
- (1967). « Transverse mixing in a sand-bed channel ». In : *US Geol. Surv. Prof. Pap*, p. 267–272 (cf. p. 11, 93, 94, 96).
- (1973). « Longitudinal dispersion and turbulent mixing in open-channel flow ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 5.1, p. 59–78 (cf. p. 93).
- Flór, J.B., E.J. Hopfinger et E. Guyez (2010). « Contribution of coherent vortices such as Langmuir cells to wind-driven surface layer mixing ». In : *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)* 115.C10 (cf. p. 114).
- Forterre, Y. et O. Pouliquen (2001). « Longitudinal vortices in granular flows ». In : *Physical Review Letters* 86.26, p. 5886 (cf. p. 114, 115).
- (2002). « Stability analysis of rapid granular chute flows : formation of longitudinal vortices ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 467.1, p. 361–387 (cf. p. 115).
- Gaillardet, J., B. Dupré, P. Louvat et C. J. Allegre (1999). « Global silicate weathering and CO₂ consumption rates deduced from the chemistry of large rivers ». In : *Chemical Geology* 159.1, p. 3–30 (cf. p. 9).
- García, M. H. (2008). « Sedimentation engineering : processes, measurements, modeling, and practice ». In : 110. ASCE Publications. Chap. 2.2, p. 24–34 (cf. p. 42).
- Gargett, A. E. (1994). « Observing turbulence with a modified acoustic Doppler current profiler ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 11.6, p. 1592–1610 (cf. p. 21, 24, 59).
- Gessner, F. B. (1973). « The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 58.01, p. 1–25 (cf. p. 57, 108).
- Gibson, A. H. (1909). « On the depression of the filament of maximum velocity in a stream flowing through an open channel ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* 82.553, p. 149–159 (cf. p. 46, 57).
- Gibson, M. M. et B. E. Launder (1978). « Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 86.03, p. 491–511 (cf. p. 52).
- Gordon, R. L. (1989). « Acoustic measurement of river discharge ». In : *journal of hydraulic Engineering* 115.7, p. 925–936 (cf. p. 21, 32).
- (1996). *Principles of Operation a Practical Primer*. Rapp. tech. RD Instruments (cf. p. 10, 26, 42).

- Goudie, A. (1995). *The Changing Earth : rates of geomorphological processes*. Blackwell Oxford (cf. p. 9).
- Günter, A. (1971). « Die kritische mittlere Sohlschubspannung bei Geschiebemischungen unter Berücksichtigung der Deckschichtbildung und der turbulenzbedingten Sohlschubspannungsschwankungen ». Thèse de doct. Diss. Techn. Wiss. ETH Zürich, Nr. 4649, 0000. Ref. : Dracos, T. ; Korref. : Vischer, D. (cf. p. 112).
- Guo, Junke et Pierre Y Julien (2005). « Shear stress in smooth rectangular open-channel flows ». In : *Journal of hydraulic engineering* 131.1, p. 30–37 (cf. p. 11).
- Guyon, E., J. P. Hulin, L. Petit et P. G. De Gennes (2001). *Hydrodynamique physique*. EDP sciences, CNRS Éditions, France (cf. p. 92, 110).
- Guyon, E., Y. Pomeau, J. P. Hulin et C. Baudet (1987). « Dispersion in the presence of recirculation zones ». In : *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements* 2, p. 271–280 (cf. p. 96, 103, 105).
- Hallez, Y. et J. Magnaudet (2009). « Turbulence-induced secondary motion in a buoyancy-driven flow in a circular pipe ». In : *Phys. Fluids* 21, p. 081704 (cf. p. 57).
- Hecht, F. (2012). « New development in freefem++ ». In : *J. Numer. Math.* 20.3-4, p. 251–265 (cf. p. 97).
- Henderson, FM (1963). « Stability of alluvial channels ». In : *Trans. Am. Soc. Civil Eng* 128, p. 657–720 (cf. p. 11).
- Hervouet, J. M. (2007). *Hydrodynamics of Free Surface Flows : Modelling with the finite element method*. Wiley Online Library (cf. p. 49, 87).
- Hinze, J. O. (1973). « Experimental investigation on secondary currents in the turbulent flow through a straight conduit ». In : *Applied Scientific Research* 28.1, p. 453–465 (cf. p. 57).
- Houssais, M. et E. Lajeunesse (2012). « Bedload transport of a bimodal sediment bed ». In : *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)* 117 (cf. p. 24).
- Hultmark, M., M. Vallikivi, S. C. C. Bailey et A. J. Smits (2012). « Turbulent pipe flow at extreme Reynolds numbers ». In : *Physical Review Letters* 108.9, p. 094501 (cf. p. 38).
- Hurth, D. et U. Lemmin (1998). « A constant-beam-width transducer for 3D acoustic Doppler profile measurements in open-channel flows ». In : *Measurement Science and Technology* 9.10, p. 1706 (cf. p. 21, 22).
- Huser, Asmund et Sedat Biringen (1993). « Direct numerical simulation of turbulent flow in a square duct ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 257, p. 65–95 (cf. p. 121).
- Jobson, H. E. et W. W. Sayre (1970). « Vertical transfer in open channel flow ». In : *Journal of the Hydraulics Division* 96.3, p. 703–724 (cf. p. 93).

- Johnson, N. M., G. E. Likens, F. H. Bormann, D. W. Fisher et R. S. Pierce (1969). « A working model for the variation in stream water chemistry at the Hubbard Brook Experimental Forest, New Hampshire ». In : *Water Resources Research* 5.6, p. 1353–1363 (cf. p. 9).
- Karcz, I. (1966). « Secondary currents and the configuration of a natural stream bed ». In : *Journal of Geophysical Research* 71 (cf. p. 13, 58, 112).
- Kelly, R. E. (1994). « The onset and development of thermal convection in fully developed shear flows ». In : *Advances in applied mechanics* 31, p. 35–112 (cf. p. 109).
- Keulegan, G. H. (1938). *Laws of turbulent flow in open channels*. National Bureau of Standards (cf. p. 38, 42).
- Knight, D. W., K. W. H. Yuen et A. A. I. Alhamid (1994). « Boundary shear stress distributions in open channel flow ». In : *Physical Mechanisms of Mixing and Transport in the Environment*, p. 51–87 (cf. p. 81).
- Langmuir, I. (1938). « Surface motion of water induced by wind ». In : *Science* 87.2250, p. 119–123 (cf. p. 113).
- Launder, B. E. (1989). « Second-moment closure and its use in modelling turbulent industrial flows ». In : *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 9.8, p. 963–985 (cf. p. 52).
- Leibovich, S. (1983). « The form and dynamics of Langmuir circulations ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 15.1, p. 391–427 (cf. p. 114).
- Liao, H. et D. W. Knight (2007). « Analytic stage-discharge formulas for flow in straight prismatic channels ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 133.10, p. 1111–1122 (cf. p. 81).
- Liu, Y., F. Métivier, J. Gaillardet, B. Ye, P. Meunier, C. Narteau, E. Lajeunesse, T. Han et L. Malverti (2011). « Erosion rates deduced from seasonal mass balance along the upper Urumqi River in Tianshan ». In : *Solid Earth* 2.2, p. 283–301. DOI : 10.5194/se-2-283-2011. URL : <http://www.solid-earth.net/2/283/2011/> (cf. p. 9).
- Liu, Y., F. Métivier, E. Lajeunesse, P. Lancien, C. Narteau, B. Ye et P. Meunier (2008). « Measuring bedload in gravel-bed mountain rivers : averaging methods and sampling strategies ». In : *Geodinamica Acta* 21.1-2, p. 81–92 (cf. p. 10).
- Lloret, E, C Dessert, L Pastor, E Lajeunesse, O Crispi, J Gaillardet et MF Benedetti (2013). « Dynamic of particulate and dissolved organic carbon in small volcanic mountainous tropical watersheds ». In : *Chemical Geology* 351, p. 229–244 (cf. p. 9).
- Lohrmann, A., B. Hackett et L. P. Røed (1990). « High resolution measurements of turbulence, velocity and stress using a pulse-to-pulse coherent sonar ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 7.1, p. 19–37 (cf. p. 24).

- Lu, Y. et R. G. Lueck (1999a). « Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part I : Mean flow and shear ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 16.11, p. 1556–1567 (cf. p. 24, 26).
- (1999b). « Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part II : Turbulence ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 16.11, p. 1568–1579 (cf. p. 24).
- Lundgren, H. et I. G. Jonsson (1964). « Shear and velocity distribution in shallow channels ». In : *J. Hydraul. Div. Am. Soc. Civ. Eng* 90.1, p. 1–21 (cf. p. 11).
- Lupker, M., C. France-Lanord, J. Lavé, J. Bouchez, V. Galy, F. Métivier, J. Gaillardet, B. Lartiges et J. L. Mugnier (2011). « A Rouse-based method to integrate the chemical composition of river sediments : Application to the Ganga basin ». In : *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)* 116.F4 (cf. p. 9, 10).
- Malverti, L., E. Lajeunesse et F. Métivier (2008). « Small is beautiful : Upscaling from microscale laminar to natural turbulent rivers ». In : *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)* 113.F4 (cf. p. 24).
- Métivier, F. et L. Barrier (2012). « Alluvial Landscape Evolution : What Do We Know About Metamorphosis of Gravel-Bed Meandering and Braided Streams ? » In : *Gravel-Bed Rivers : Processes, Tools, Environments*, p. 474–501 (cf. p. 25).
- Métivier, F. et Y. Gaudemer (1999). « Stability of output fluxes of large rivers in South and East Asia during the last 2 million years : implications on floodplain processes ». In : *Basin Research* 11.4, p. 293–303 (cf. p. 9).
- Métivier, F. et P. Meunier (2003). « Input and output mass flux correlations in an experimental braided stream. Implications on the dynamics of bed load transport ». In : *Journal of Hydrology* 271.1, p. 22–38 (cf. p. 24).
- Meyer-Peter, E. et R. Müller (1948). « Formulas for bed-load transport ». In : *Proceedings of the 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Research*. Stockholm, p. 39–64 (cf. p. 9).
- Milliman, J. D. et R. H. Meade (1983). « World-wide delivery of river sediment to the oceans ». In : *The Journal of Geology*, p. 1–21 (cf. p. 9).
- Mouret, M. G. (1897-1964). « Antoine Chézy Histoire d’une formule d’hydraulique ». In : *Annales des ponts et chaussées. 1ère partie. Mémoires et documents relatifs à l’art des constructions et au service de l’ingénieur* (cf. p. 15).
- Muste, M., K. Yu et M. Spasojevic (2004a). « Practical aspects of ADCP data use for quantification of mean river flow characteristics ; Part I : Moving-vessel measurements ». In : *Flow measurement and instrumentation* 15.1, p. 1–16 (cf. p. 24, 26, 32).
- (2004b). « Practical aspects of ADCP data use for quantification of mean river flow characteristics ; Part II : fixed-vessel measurements ». In : *Flow measurement and instrumentation* 15.1, p. 1–16 (cf. p. 24, 26, 30).

- Nabi, M., H. J. Vriend, E. Mosselman, C. J. Sloff et Y. Shimizu (2012). « Detailed simulation of morphodynamics : 1. Hydrodynamic model ». In : *Water Resources Research* 48.12 (cf. p. 13).
- Nezu, I. et H. Nakagawa (1993). *Turbulence in Open-Channel Flows*. A. A. Balkema (cf. p. 11, 13, 40–42, 46, 49, 58, 81, 90).
- Nezu, I. et W. Rodi (1986). « Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 112.5, p. 335–355 (cf. p. 57, 58, 60).
- Nicolas, X., J. M. Luijkx et J. K. Platten (2000). « Linear stability of mixed convection flows in horizontal rectangular channels of finite transversal extension heated from below ». In : *International journal of heat and mass transfer* 43.4, p. 589–610 (cf. p. 109).
- Nikora, V. et A. G. Roy (2012). « Secondary flows in rivers : Theoretical framework, recent advances, and current challenges ». In : *Gravel-bed Rivers : Processes, Tools, Environments*, p. 3–22 (cf. p. 81, 108).
- Nikuradse, J. (1950). *Laws of flow in rough pipes*. National Advisory Committee for Aeronautics Washington (cf. p. 38).
- Nystrom, E. A., C. R. Rehmann et K. A. Oberg (2007). « Evaluation of mean velocity and turbulence measurements with ADCPs ». In : *Journal of hydraulic engineering* 133.12, p. 1310–1318 (cf. p. 24).
- Pabiou, H., S. Mergui et C. Benard (2005). « Wavy secondary instability of longitudinal rolls in Rayleigh–Bénard–Poiseuille flows ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 542.1, p. 175–194 (cf. p. 109, 110).
- Parker, G. (1978). « Self-formed straight rivers with equilibrium banks and mobile bed. Part 1. The sand-silt river ». In : *J. Fluid Mech* 89.1, p. 109–125 (cf. p. 11).
- Pitot, H. (1732). « D’une machine pour mesurer la vitesse des eaux courantes, & le sillage des Vaisseaux. » In : *Histoire de l’Académie Royale des Sciences, Année M. DCCXXXII*. P. 363–376 (cf. p. 19).
- Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge university press (cf. p. 13, 49, 52).
- (2011). « Simple models of turbulent flows ». In : *Physics of Fluids* 23, p. 011301 (cf. p. 17, 36).
- Popinet, S. (2003). « Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries ». In : *Journal of Computational Physics* 190.2, p. 572–600. DOI : 10.1016/S0021-9991(03)00298-5. URL : <http://gfs.sf.net/gerris.pdf> (cf. p. 122).
- Prandtl, L. (1952). *Essentials of fluid dynamics : With applications to hydraulics aeronautics, meteorology, and other subjects*. Blackie & SON (cf. p. 13, 57).
- Python CE : Python for Microsoft Windows CE* (2014). URL : <http://pythonce.sourceforge.net/> (cf. p. 158).

- Reynolds, O. (1903). *Papers on mechanical and physical subjects*. T. III. Cambridge University Press (cf. p. 18).
- Rhines, P. B. et W. R. Young (1983). « How rapidly is a passive scalar mixed within closed streamlines? » In : *Journal of Fluid Mechanics* 133, p. 133–145 (cf. p. 96).
- Rodi, W. (1993). *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics : A State-Of-The-Art Review*. Taylor & Francis Group (cf. p. 33, 49, 50, 52).
- Rodriguez, J. F. et M. H. Garcia (2008). « Laboratory measurements of 3-D flow patterns and turbulence in straight open channel with rough bed ». In : *Journal of Hydraulic Research* 46.4, p. 454–465 (cf. p. 58, 60, 117).
- Rouse, H. (1974). *Experiments on the mechanics of sediment suspension* (cf. p. 9).
- Rowe, F. et J. Young (1979). « An ocean current profiler using Doppler sonar ». In : *OCEANS'79*. IEEE, p. 292–297 (cf. p. 21).
- Royal Collection Trust (2014). URL : <http://www.royalcollection.org.uk/collection/912660/recto-studies-of-flowing-water-with-notes-verso-studies-of-flowing> (cf. p. 18).
- Rozovskii, I. L. (1957). *Flow of water in bends of open channels*. Academy of Sciences of the Ukrainian SSR (cf. p. 55).
- Sagues, F. et W. Horsthemke (1986). « Diffusive transport in spatially periodic hydrodynamic flows ». In : *Physical Review A* 34.5, p. 4136 (cf. p. 96).
- Sanders, L. L. (1998). *A manual of field hydrogeology*. Prentice-Hall (cf. p. 19).
- Schumm, S. A. (1977). *The fluvial system*. Wiley New York (cf. p. 9).
- Seizilles, G. (2013). « Forme d'équilibre d'une rivière ». Thèse de doct. Université Paris-Diderot-Paris VII (cf. p. 11).
- Seizilles, G., O. Devauchelle, E. Lajeunesse et F. Métivier (2013). « Width of laminar laboratory rivers ». In : *Physical Review E* 87.5, p. 052204 (cf. p. 24).
- Shraiman, B. I. (1987). « Diffusive transport in a Rayleigh-Benard convection cell ». In : *Physical Review A* 36.1, p. 261 (cf. p. 96, 103).
- Shraiman, B. I. et E. D. Siggia (2000). « Scalar turbulence ». In : *Nature* 405.6787, p. 639–646 (cf. p. 12, 91).
- Sime, L. C., R. I. Ferguson et M. Church (2007). « Estimating shear stress from moving boat acoustic Doppler velocity measurements in a large gravel bed river ». In : *Water resources research* 43.3, W03418 (cf. p. 24).
- Simpson, M. R. et R. N. Oltmann (1993). *Discharge-measurement system using an acoustic Doppler current profiler with applications to large rivers and estuaries*. US Government Printing Office (cf. p. 21).
- Société UBERTONE (2014). URL : <http://www.ubertone.fr/index.php/fr/produits/ublab> (cf. p. 66).

- Solomon, T. H. et J. P. Gollub (1988a). « Chaotic particle transport in time-dependent Rayleigh-Bénard convection ». In : *Physical Review A* 38.12, p. 6280 (cf. p. 96).
- (1988b). « Passive transport in steady Rayleigh-Bénard convection ». In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 31.6, p. 1372–1379 (cf. p. 96).
- Stacey, M. T., S. G. Monismith et J. R. Burau (1999). « Measurements of Reynolds stress profiles in unstratified tidal flow ». In : *Journal of Geophysical Research* 104.C5, p. 10933–10 (cf. p. 61).
- Taylor, G. (1953). « Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 219.1137, p. 186–203 (cf. p. 11).
- (1954). « The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 223.1155, p. 446–468 (cf. p. 11, 12, 82).
- Thomson, J. (1876). « On the origin of windings of rivers in alluvial plains, with remarks on the flow of water round bends in pipes ». In : *Proceedings of the Royal Society of London* 25.171-178, p. 5–8 (cf. p. 55).
- Thorne, C. R. et R. D. Hey (1979). « Direct measurements of secondary currents at a river inflexion point ». In : *Nature* 280.5719, p. 226–228 (cf. p. 55, 56).
- Thorpe, S. A. (2004). « Langmuir circulation ». In : *Annu. Rev. Fluid Mech.* 36, p. 55–79 (cf. p. 114).
- U.S. Department of defense (2008). *Global positioning system standard positioning service performance standard* (cf. p. 29).
- Van Balen, W., W. S. J. Uijttewaalt et K. Blanckaert (2010). « Large-eddy simulation of a curved open-channel flow over topography ». In : *Physics of Fluids* 22.7, p. 22–42 (cf. p. 13, 55).
- Vanoni, V.A. (1940). « Experiments on the transportation of suspended sediments by water ». Thèse de doct. California Institut of Technology (cf. p. 10, 13, 58, 91).
- Vermeulen, B., A. J. F. Hoitink et M. G. Sassi (2011). « Coupled ADCPs can yield complete Reynolds stress tensor profiles in geophysical surface flows ». In : *Geophysical Research Letters* 38.6 (cf. p. 61).
- Von Kármán, Th. (1934). « Turbulence and skin friction ». In : *Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences)* 1.1 (cf. p. 38–40, 42).
- Wang, Z. et N. Cheng (2005). « Secondary flows over artificial bed strips ». In : *Advances in water resources* 28.5, p. 441–450 (cf. p. 58).
- Warhaft, Z. (2000). « Passive scalars in turbulent flows ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 32.1, p. 203–240 (cf. p. 91).
- Wetzel, R. G. (1983). *Limnology (Second edition)* (cf. p. 114).

- Wilczak, J. M., S. P. Oncley et S. A. Stage (2001). « Sonic anemometer tilt correction algorithms ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 99.1, p. 127–150 (cf. p. 26).
- Zeng, J., G. Constantinescu, K. Blanckaert et L. Weber (2008). « Flow and bathymetry in sharp open-channel bends : Experiments and predictions ». In : *Water Resources Research* 44.9 (cf. p. 55).
- Znaien, J., Y. Hallez, F. Moisy, J. Magnaudet, J.P. Hulin, D. Salin et E.J. Hinch (2009). « Experimental and numerical investigations of flow structure and momentum transport in a turbulent buoyancy-driven flow inside a tilted tube ». In : *Physics of Fluids (1994-present)* 21.11, p. 115102 (cf. p. 13, 57, 121).

Résumé

L'écoulement d'une rivière peut générer des circulations secondaires perpendiculaires à sa direction principale. L'effet acoustique Doppler permet de mesurer ces circulations lentes sans perturber l'écoulement. Sur une portion rectiligne de la Seine, nous utilisons un profileur acoustique (ADCP) placé sur un radeau. Ce dispositif nous permet de mesurer la vitesse moyennée en temps au travers de la section à partir des deux faisceaux alignés avec l'écoulement principal. Ces mesures révèlent des courants secondaires organisés en cellules de recirculation périodiques, dont le sens de rotation est alterné. Leur taille est comparable à la hauteur d'eau et leur vitesse est de l'ordre de 1% de celle du courant principal. L'observation de ces cellules, inédite en rivière, rappelle les mesures de Blanckaert (2010) en laboratoire. Ces observations sont complétées par de nouvelles mesures dans une rivière plus petite en utilisant un profileur acoustique unidirectionnel fixé à la surface de l'eau. À nouveau, ces mesures révèlent la présence de cellules comparables à celles observées dans la Seine. Leur influence sur le transport de quantité de mouvement est ensuite étudiée dans le cadre des équations de Saint-Venant. Cette approche permet de reproduire le profil de vitesse au travers de la section. Nous montrons ainsi que ces cellules constituent un mécanisme de transfert dont l'intensité est comparable à celle du transfert turbulent. À l'aide de simulations numériques, nous étendons ce résultat à la dispersion de matière dissoute par une série de cellules contra-rotatives. Enfin, nous discutons les différents mécanismes susceptibles de former ces cellules de recirculation.

Abstract

River flow can induce secondary currents orthogonal to the main flow direction. The acoustic Doppler effect allows measurements of these weak currents without modifying the flow. In a straight reach of the Seine river we use an acoustic Doppler current profiler (ADCP) mounted on a small raft to evaluate the time-averaged velocity in the river cross-section. These measurements reveal secondary flows organised in periodic counter-rotative pair of cells with a size comparable to the water depth and a velocity of about 1% of the streamwise velocity. The observation of these cells in rivers is reminiscent of previous laboratory measurements made by Blanckaert (2010). We complement these observations with new measurements in a smaller river using an unidirectional acoustic profiler fixed at the water surface. These measurements reveal secondary flow cells similar to the ones observed in the Seine river. Their influence on momentum transfer is then investigated in the framework of the shallow-water approximation. This approach is used to reproduce the streamwise velocity profile over the cross-section. We show that secondary flow cells transport as much momentum as turbulence in rivers. Then, using numerical simulations, we extend this result to the dispersion of solutes by a series of counter-rotative cells. We discuss finally the origins of these recirculation cells.